

# Ferromagnetische Resonanz und Spinpumpen in Oxiden

Dissertation

zur Erlangung des  
Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik

der Martin-Luther-Universität  
Halle - Wittenberg

vorgelegt von

Herrn Christoph Hauser

geb. am 03.04.1990 in München

**Tag der Verteidigung**

**23.06.2020**

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Georg Schmidt**
- 2. Gutachter: Prof. Dr. Kathrin Dörr**
- 3. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Goennenwein**

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>IV</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>VI</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>VIII</b>
<b>Abstract</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Verwendete Materialsysteme . . . . .	4
2.1.1 Perowskit-Struktur . . . . .	4
2.1.2 Strontiumtitanat . . . . .	5
2.1.3 Lanthan-Strontium-Manganat . . . . .	5
2.1.4 Lanthan-Cobaltat . . . . .	7
2.1.5 Lanthan-Nickeloxid . . . . .	8
2.1.6 Strontiumruthenat . . . . .	9
2.1.7 Nickeloxid . . . . .	10
2.1.8 Platin . . . . .	10
2.2 Dynamik der Magnetisierung . . . . .	11
2.2.1 Landau-Lifschitz-Gleichung . . . . .	11
2.2.2 Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung . . . . .	14
2.2.3 Ferromagnetische Resonanz . . . . .	14
2.2.3.1 Resonanzbedingung . . . . .	15
2.2.3.2 Linienbreite . . . . .	15
2.3 Spinpumpen und inverser Spin-Hall Effekt . . . . .	17
2.3.1 Spinpumpen . . . . .	17
2.3.2 Spin-Mischungsleitfähigkeit . . . . .	22
2.3.3 Inverser Spin-Hall Effekt . . . . .	31
2.4 Anisotroper Magnetwiderstand und dessen Einfluss auf den ISHE . . . . .	35

2.5	Thermoelektrische Effekte . . . . .	40
2.6	Exchange Bias . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Methoden</b>	<b>44</b>
3.1	Herstellungsverfahren . . . . .	44
3.1.1	Gepulste Laser Deposition . . . . .	44
3.1.2	DC-Magnetron Sputtern . . . . .	47
3.2	Charakterisierungsmethoden . . . . .	48
3.2.1	Röntgen-Untersuchungen . . . . .	48
3.2.2	Transmissionselektronenmikroskopie . . . . .	52
3.2.3	SQUID-Untersuchungen . . . . .	53
3.3	Messung der FMR und des ISHE . . . . .	54
3.3.1	FMR-Messung . . . . .	54
3.3.2	Lock-In-Technik . . . . .	55
3.3.3	Messung des ISHE . . . . .	57
3.3.4	Auswertung der FMR- und ISHE-Messungen . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Probenherstellung</b>	<b>61</b>
<b>5</b>	<b>Spinpumpen und ISHE in LSMO/LNO/SRO</b>	<b>64</b>
5.1	Strukturelle Eigenschaften . . . . .	65
5.2	Magnetische Charakterisierung . . . . .	68
5.3	FMR und Spinpumpen . . . . .	69
5.4	ISHE . . . . .	78
5.5	Spinpumpen für $T < T_{C,SRO}$ . . . . .	83
5.6	LSMO/LNO/Pt und LSMO/SRO/Pt . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Spinpumpen und ISHE in LSMO/NiO/Pt</b>	<b>89</b>
6.1	Strukturelle Eigenschaften . . . . .	90
6.2	Magnetische Charakterisierung . . . . .	91
6.3	FMR und Spinpumpen . . . . .	93
6.4	ISHE . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Ferromagnetische Resonanz in Lanthan-Cobaltat</b>	<b>106</b>
7.1	Strukturelle Eigenschaften . . . . .	107
7.2	Magnetische Charakterisierung und FMR . . . . .	109



8 Zusammenfassung und Ausblick	116
9 Literatur	119
10 Eidesstattliche Erklärung	139
Danksagung	X
Lebenslauf	XI
Publikationen	XII

# Abbildungsverzeichnis

1	Perowskit-Struktur . . . . .	4
2	Phasendiagramm LSMO . . . . .	6
3	Zustandsdichte LSMO . . . . .	7
4	Spinzustände in LCO . . . . .	8
5	Phasenübergang LNO . . . . .	9
6	Phasenübergang SRO . . . . .	10
7	Präzession der Magnetisierung . . . . .	13
8	Spinakkumulation . . . . .	18
9	DC-Anteil des Spinstroms . . . . .	20
10	Modell für die Spin-Mischungsleitfähigkeit . . . . .	23
11	Modell für die effektive SMC im Dreilagensystem . . . . .	25
12	Modell für die effektive SMC im Dreilagensystem - Teil 2 . . . . .	27
13	Simulationen der effektiven SMC . . . . .	29
14	Änderung der Spinakkumulation . . . . .	30
15	Änderung der Spinakkumulation - Teil 2 . . . . .	31
16	Spin-Hall und inverser Spin-Hall Effekt . . . . .	32
17	Schichtdickenabhängigkeit der ISHE-Spannung . . . . .	34
18	AMR-Effekt . . . . .	35
19	Entstehung der AMR-Spannung . . . . .	36
20	Überlagerung von ISHE- und AMR-Spannung . . . . .	37
21	Winkelabhängigkeit der symmetrischen Anteile . . . . .	39
22	Seebeck-Effekt . . . . .	41
23	Exchange Bias Effekt . . . . .	42
24	Schematischer Aufbau der PLD . . . . .	45
25	Wachstumskontrolle mittels RHEED . . . . .	46
26	DC-Magnetron Sputtern . . . . .	48
27	Röntgenanalyse . . . . .	49
28	Reziproke Gitterkarte . . . . .	50
29	FMR-Messgeometrie . . . . .	55
30	FMR-Messaufbau . . . . .	56
31	FMR mittels Lock-In-Technik . . . . .	57
32	ISHE-Messaufbau . . . . .	58
33	Substrat-Stufen . . . . .	61

34	Röntgenanalyse - LSMO/LNO/SRO . . . . .	66
35	TEM - LSMO/LNO/SRO . . . . .	67
36	SQUID - LSMO/LNO/SRO . . . . .	68
37	FMR - LSMO/LNO/SRO . . . . .	70
38	Gilbert-Dämpfung - LSMO/LNO/SRO . . . . .	71
39	Effektive SMC - LSMO/LNO/SRO . . . . .	72
40	SMC Modell - LSMO/LNO/SRO . . . . .	73
41	Temperaturabhängigkeit der effektiven SMC - LSMO/LNO/SRO . . . . .	76
42	Verhältnis der effektiven SMC - LSMO/LNO/SRO . . . . .	77
43	Spindiffusionslänge - LSMO/LNO/SRO . . . . .	78
44	ISHE - LSMO/LNO/SRO . . . . .	79
45	ISHE - LSMO/Pt und LSMO/LNO . . . . .	80
46	Winkelabhängigkeit des ISHE - LSMO/LNO/SRO . . . . .	81
47	Schichtdickenabhängigkeit des ISHE - LSMO/LNO/SRO . . . . .	82
48	Temperaturabhängigkeit des ISHE - LSMO/LNO/SRO . . . . .	84
49	Effektive SMC für LSMO/LNO/SRO und LSMO/LNO . . . . .	85
50	Winkelabhängigkeit des ISHE - LSMO/LNO/Pt . . . . .	86
51	ISHE - LSMO/SRO/Pt . . . . .	87
52	Spindiffusionslänge - LSMO/SRO/Pt . . . . .	88
53	Röntgenanalyse - LSMO/NiO/Pt . . . . .	90
54	SQUID - LSMO/NiO/Pt . . . . .	91
55	Exchange Bias - LSMO/NiO/Pt . . . . .	92
56	FMR und effektive SMC - LSMO/NiO/Pt . . . . .	94
57	Temperaturabhängigkeit der effektiven SMC - LSMO/NiO/Pt . . . . .	95
58	ISHE - LSMO/NiO/Pt . . . . .	97
59	Temperaturabhängigkeit des ISHE - LSMO/NiO/Pt . . . . .	99
60	Spindiffusionslänge - LSMO/NiO/Pt . . . . .	100
61	Schichtdickenabhängigkeit des ISHE - LSMO/NiO/Pt . . . . .	101
62	Effektive SMC für LSMO/NiO und LSMO/NiO/Pt . . . . .	104
63	Röntgenanalyse - STO/LCO . . . . .	107
64	Reziproke Gitterkarte - STO/LCO . . . . .	108
65	SQUID - STO/LCO . . . . .	109
66	Rechnungen zu der Kittel-Gleichung - STO/LCO . . . . .	110
67	FMR - STO/LCO . . . . .	111
68	Linienbreite - STO/LCO . . . . .	112

69	Anisotropie - STO/LCO . . . . .	114
70	MMR und spezifischer Widerstand - STO/LCO . . . . .	115

## Tabellenverzeichnis

1	PLD - Prozessparameter . . . . .	62
2	Probendaten - LSMO/LNO/SRO . . . . .	64
3	Ergebnisse - LSMO/LNO/SRO . . . . .	70
4	Probendaten - LSMO/NiO/Pt . . . . .	89
5	Ergebnisse - LSMO/NiO/Pt . . . . .	94
6	Ergebnisse - STO/LCO . . . . .	113

# Abkürzungsverzeichnis

<b>AFM</b>	Antiferromagnet
<b>AMR</b>	Anisotroper Magnetwiderstand (engl. <b>A</b> nisotropic <b>M</b> agnet <b>R</b> esistance)
<b>FM</b>	Ferromagnet
<b>FMR</b>	Ferromagnetische Resonanz
<b>ISHE</b>	Inverser Spin-Hall Effekt
<b>LCO</b>	Lanthan-Cobaltat
<b>LNO</b>	Lanthan-Nickeloxid
<b>LSMO</b>	Lanthan-Strontium-Manganat
<b>MMR</b>	Magnonen vermittelter Magnetwiderstand (engl. <b>M</b> agnon mediated <b>M</b> agneto <b>R</b> esistance)
<b>NM</b>	Nichtmagnetisches Material
<b>PLD</b>	Gepulste Laser Deposition (engl. <b>P</b> ulsed <b>L</b> aser <b>D</b> eposition)
<b>RT</b>	Raumtemperatur
<b>SDL</b>	Spindiffusionslänge
<b>SMC</b>	Spin-Mischungsleitfähigkeit (engl. <b>S</b> pin <b>M</b> ixing <b>C</b> onductance)
<b>SMR</b>	Spin-Hall Magnetwiderstand (engl. <b>S</b> pin-Hall <b>M</b> agneto <b>R</b> esistance)
<b>SML</b>	Spin-Gedächtnisverlust (engl. <b>S</b> pin <b>M</b> emory <b>L</b> oss)
<b>SMW</b>	Spin-Mischungswiderstand
<b>SQUID</b>	Supraleitende Quanteninterferenzeinheit (engl. <b>S</b> uperconducting <b>Q</b> uantum <b>I</b> nterference <b>D</b> evice)
<b>SRO</b>	Strontiumruthenat
<b>STO</b>	Strontiumtitanat
<b>TEM</b>	Transmissionselektronenmikroskopie
<b>XRD</b>	Röntgenbeugung/Röntgendiffraktometrie (engl. <b>X</b> - <b>R</b> ay <b>D</b> iffraction)
<b>XRR</b>	Röntgenreflektometrie (engl. <b>X</b> - <b>R</b> ay <b>R</b> eflectometry)
<b>YIG</b>	Yttrium-Eisen-Granat

# Symbolverzeichnis

$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$	Effektive Spin-Mischungsleitfähigkeit
$g_0^{\uparrow\downarrow}$	Spin-Leitfähigkeit
$g_s^{\uparrow\downarrow}$	Spin-Mischungsleitfähigkeit
$R_{\text{sd}}$	Gesamt-Spinwiderstand
$R_s$	Spin-Mischungswiderstand
$R_0$	Spinwiderstand
$\alpha$	Gilbert-Dämpfung
$\gamma$	Gyromagnetisches Verhältnis
$\mu_0 \Delta H$	Linienbreite
$\mu_0 H_C$	Koerzitivfeld
$\omega$	Resonanzfrequenz
$M_{\text{eff}}$	Effektive Magnetisierung
$M_s$	Sättigungsmagnetisierung
$d$	Schichtdicke
$\mu_s$	Spinakkumulation
$\lambda_{\text{sd}}$	Spindiffusionslänge
$\eta$	Spin-Hall-Winkel
$T$	Temperatur
$T_B$	Blocking-Temperatur
$T_C$	Curie-Temperatur
$T_N$	Néel-Temperatur

## Abstract

In der hier vorliegenden Arbeit wird das Spinpumpen und die Ferromagnetische Resonanz in Oxiden untersucht. Hierzu wurden diverse Systeme hergestellt und sowohl strukturell als auch magnetisch charakterisiert. In LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen wurde ein Anstieg des erzeugten Spinstroms, aufgrund einer günstigeren Grenzschicht, bei dem Übergang von LSMO/SRO zu LSMO/LNO/SRO gefunden. Des Weiteren wurde zum einen eine Spindiffusionslänge von 3,3 nm in LNO bei 190 K bestimmt und zum anderen kann gezeigt werden, dass bei einer Unterschreitung der SRO Curie-Temperatur das Dreilagensystem sich wie ein Zweilagensystem verhält. In den hergestellten LSMO/NiO/Pt-Systemen ergibt sich bei Unterschreitung der Blocking-Temperatur des NiO eine Erhöhung der Spintransmission an der LSMO/NiO-Grenzschicht, was zu einer Erhöhung des inversen Spin-Hall Effekts führt. In NiO wurde eine Spindiffusionslänge in Abhängigkeit von der Temperatur im Bereich von (0,9- 1,9) nm gefunden. Zuletzt wurde der elektrisch isolierende Ferromagnet LCO auf seine ferromagnetischen Eigenschaften untersucht. Hier zeigte sich, dass dieser eine geringe Gilbert-Dämpfung besitzt, jedoch aufgrund der geringen Sättigungsmagnetisierung kein inverser Spin-Hall Effekt in LCO/Pt nachgewiesen werden kann.

In this work, spin pumping and ferromagnetic resonance in oxides is investigated. Therefore different oxide systems were fabricated and structurally and magnetically characterized. For LSMO/LNO/SRO-heterostructures, an increase for the generated spin current was detected, due to a more favourable interface in LSMO/LNO/SRO-trilayers compared to LSMO/SRO-bilayers. Additionally, a spin diffusion length of 3,3 nm at 190 K was found and the trilayer system behaves like a bilayer system below the Curie-temperature of SRO. For LSMO/NiO/Pt-systems, one finds an increase in spin transmission at the LSMO/NiO-interface, when cooling below the blocking-temperature of NiO, which results in an increase of the inverse spin-Hall effect. The estimated spin diffusion length in NiO is, depending on temperature, in the range of (0,9- 1,9) nm. At last the insulating ferromagnet LCO was investigated where a very low Gilbert-damping was found, but due to the low saturation magnetization no inverse spin-Hall effect in LCO/Pt could be detected.

# 1 Einleitung

Auf der Suche nach immer hochleistungsfähigeren Prozessoren, Arbeitsspeichern und Festplatten werden immer bessere Technologien benötigt um die Bauelemente kleiner und effizienter zu machen. Nach dem Mooreschen Gesetz steigt dabei die Anzahl an Bauelementen, wie z.B. Transistoren, in einem integrierten Schaltkreis alle 12 - 24 Monate auf das Doppelte.<sup>1</sup> Jedoch zeigte sich, dass dieses Gesetz in den letzten Jahren nicht mehr gültig ist, da die bisher verwendeten Technologien an ihre physikalischen Grenzen stoßen bzw. die Entwicklung neuer Technologien sich verlangsamt. Das Mooresche Gesetz sieht für das kleinstmögliche Speichermedium, das Elektron, ein Ende der Gültigkeit im Jahre 2036 vor.<sup>1</sup> Daher ist die Suche nach neuen Verfahren, um die Rechenleistung weiter zu erhöhen, von immenser Bedeutung. Dazu zählen Ansätze wie die mehrwertige Logik, Quantencomputer und andere. Weitere Ansätze stellen dabei auch die Forschungsfelder der Spintronik und Magnonik dar. Hier wird anstelle der elektrischen Ladung eines Elektrons dessen Elektronenspin zur Informationsverarbeitung und Speicherung verwendet. Das prominenteste Beispiel aus dem Bereich der Spintronik ist dabei der GMR-Effekt,<sup>2,3</sup> der in den handelsüblichen Festplatten zum Lesen der gespeicherten Daten verwendet wird. Auch sind bereits Bauelemente wie der Magnetoresistive-Random-Access-Memory<sup>4</sup> (MRAM) und der Spin-Transfer-Torque-MRAM<sup>5,6</sup> (STT-MRAM) seit einigen Jahren erhältlich, in denen der Spin des Elektrons zum Speichern und zum Auslesen der Dateninformation genutzt wird. Aus dem Bereich der Magnonik gibt es diverse experimentelle Ansätze zur Verwirklichung von Datenspeichern mittels einer Spinwelle (Magnon), was einer kollektiven Präzession der magnetischen Momente entspricht. So wurde vor einigen Jahren ein Magnon-Transistor<sup>7</sup> und eine logische Magnon-Schaltung<sup>8</sup> vorgestellt, die Magnonen für den Datentransfer verwenden. Für diese neuartigen Technologien ist der Bedarf an neuen Materialien, die sich für die anwendungsbezogene Integration in die Schaltungen eignen, groß. Bei der Suche nach neuen Materialsystemen werden diese unter dem Gesichtspunkt ihrer Eigenschaft zur Erzeugung eines Spinstroms untersucht. Ein Spinstrom stellt dabei einen Transport von Elektronenspins dar, der keine elektrische Ladung transportiert. Diese Spinströme können im Anschluss in ein angrenzendes nicht-magnetisches Material (NM) gepumpt werden und dort durch den inversen Spin-Hall Effekt (ISHE) in einen Ladungsstrom umgewandelt und detektiert werden. Die Merkmale eines Spinstroms sind zum einen seine Reichweite in einem bestimmten Material, was durch die Spindiffusionslänge  $\lambda_{sd}$  (SDL), eine temperaturabhängige Materialeigenschaft, charakterisiert wird. Zum anderen die sogenannte Spin-Mischungsleitfähigkeit



(Spin Mixing Conductance, SMC) von der die Erzeugung eines Spinstroms direkt abhängig ist. Für die Generierung eines Spinstroms kann unter anderem ein Ferromagnet (FM) und dessen präzedierende Magnetisierung verwendet werden, der in Abhängigkeit seiner magnetischen Dämpfung  $\alpha$  maßgeblich zu der Erzeugung des Spinstroms beiträgt. Die dabei untersuchten Strukturen in der Spintronik sind zum Beispiel Zweilagensysteme aus einem FM und einem NM bzw. Dreilagensysteme aus FM/NM1/NM2. Häufig verwendete Ferromagneten sind dabei aufgrund ihrer geringen magnetischen Dämpfung, unter anderem Permalloy<sup>9,10</sup> (Py) und Yttrium-Eisen-Granat<sup>11-15</sup> (YIG). Zur Detektion des Spinstroms eignen sich vor allem Platin<sup>9,12-14</sup> (Pt), aber auch Wolfram<sup>16-19</sup> (W) und Tantal<sup>20-23</sup> (Ta), aufgrund ihrer starken Spin-Bahn-Kopplung.

Oxide stellen eine besondere Klasse an Materialien dar, da sie ihre Materialeigenschaften bei Variation der Stöchiometrie, Änderung der Temperatur oder durch Gitterverspannung ändern können. Des Weiteren bieten ferromagnetische Oxide die Möglichkeit isolierend zu sein, was für metallische Ferromagneten nicht zutreffend ist. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung von Dreilagensystemen mit ferromagnetischen Oxiden als Spininjektor und sowohl nichtmagnetischen als auch magnetischen Oxiden zum Transport und zur Detektion des Spinstroms. Dabei wurden Dreilagensysteme aus Lanthan-Strontium-Manganat (LSMO), Lanthan-Nickeloxid (LNO) und Strontiumruthenat (SRO), sowie aus LSMO, Nickeloxid (NiO) und Pt hergestellt. Die hier verwendeten Materialien zeigen diverse magnetische Phasenübergänge, die durch die Curie-Temperatur  $T_C$ , die Néel-Temperatur  $T_N$  bzw. die Blocking-Temperatur  $T_B$  charakterisiert sind. Im Einzelnen wird in der hier vorliegenden Arbeit der Fokus auf die Temperaturabhängigkeit der Erzeugung des Spinstroms und der SDL gelegt, sowie die effektive SMC dahingehend untersucht.

Hierzu werden zunächst in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit untersuchten Effekte dargestellt. Hier werden die verwendeten Materialsysteme, die Dynamik der Magnetisierung und die Erzeugung eines Spinstroms und dessen Detektion mittels des ISHE vorgestellt. Des Weiteren sollen hier der anisotrope Magnetwiderstand (AMR) und zwei thermoelektrische Effekte diskutiert werden, die den ISHE überlagern und somit die Messungen erschweren. Zuletzt wird noch der Exchange Bias Effekt kurz beschrieben.

In Kapitel 3 wird dem Leser ein Einblick in die verwendeten Methoden gegeben, wo die Herstellungsmethoden gepulste Laser Deposition (PLD) und das DC-Magnetron Sput-

tern genauer vorgestellt werden. Zusätzlich finden sich hier die Abschnitte zu den Charakterisierungsmethoden, Röntgenbeugung (XRD) und Röntgenreflektometrie (XRR), Transmissionselektronenmikroskopie (TEM), Messungen mit einer Supraleitenden Quanteninterferenzeinheit (SQUID) und den Ferromagnetische Resonanz- (FMR) bzw. ISHE-Untersuchungen. Die detaillierte Beschreibung der Probenherstellung der in dieser Arbeit untersuchten Probensystemen ist in Kapitel 4 zu finden.

Im Anschluss werden in Kapitel 5 zunächst die Resultate der Experimente zu den LSMO/LNO/SRO-Oxid-Heterostrukturen erläutert und die Ergebnisse diskutiert. Hier wird der Fokus auf das Spinpumpen von einem Oxid, durch ein zweites Oxid, mit schlussendlicher Detektion des erzeugten Spinstroms in einem dritten Oxid gelegt. Des Weiteren kann für das untersuchte Dreilagensystem ein Übergang zu einem zweilagensystemähnlichen Verhalten, durch eine Reduktion der Temperatur unterhalb der Curie-Temperatur der verwendeten Spinsenke (SRO), nachgewiesen werden.

Der zweite Teil der Auswertung beinhaltet die Untersuchungen für das LSMO/NiO/Pt-System, in dem eine klare Unterscheidung zweier Transportprozesse für den Spinstrom vorgenommen werden kann. Diese teilen sich in einen Transport durch Magnonen und den Transport durch Spinfluktuationen auf, welche unterhalb bzw. oberhalb der Blocking-Temperatur des NiO dominieren. Dies findet sich in Kapitel 6.

Zum Abschluss (Kapitel 7) wird die ferromagnetische Resonanz-Spektroskopie in Lanthan-Cobaltat (LCO), einem isolierenden Ferromagneten, vorgestellt. Dieser besitzt nur durch tensile Verspannung bei sehr tiefen Temperaturen ein magnetisches Moment. Hier wurden sehr geringe Gilbert-Dämpfungen  $\alpha$  ermittelt, die vergleichbar mit den Werten<sup>24,25</sup> des prominentesten isolierenden Ferrimagneten YIG sind.

## 2 Theoretische Grundlagen

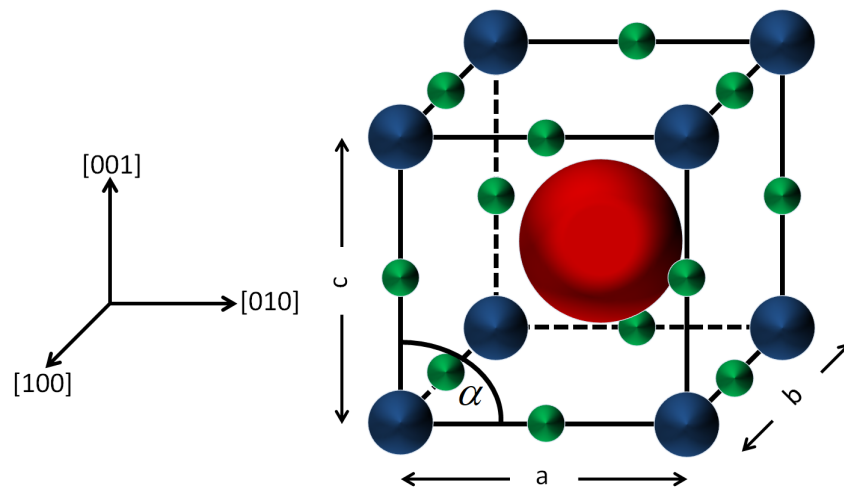
In diesem Kapitel werden die verwendeten Materialien vorgestellt und die physikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit behandelten Effekte erläutert.

### 2.1 Verwendete Materialsysteme

Zu Beginn dieses Abschnittes soll kurz die Perowskit-Struktur erläutert werden, da diese für die meisten hier verwendeten Materialien (STO, LSMO, LCO, LNO und SRO) grundlegend ist. Die verwendeten Materialien sind die Ferromagneten Lanthan-Strontium-Manganat und Lanthan-Cobaltat. Als Zwischenschichten und Spinsenken werden Lanthan-Nickeloxid, Strontiumruthenat, Nickeloxid und Platin verwendet. Das in dieser Arbeit verwendete Substrat ist Strontiumtitanat.

#### 2.1.1 Perowskit-Struktur

Ein Großteil der in dieser Arbeit verwendeten Materialien gehören zur Klasse der Perowskite und kristallisieren in der Form  $\text{CaTiO}_3$  (Perowskit) welches in Abb. 1 schematisch dargestellt ist. Für die Klasse der Manganat-Perowskite  $\text{T}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$  bildet  $\text{MnO}_3$



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung eines Perowskites. Der Sauerstoff ist in grün dargestellt. Die B-Atome liegen auf den Ecken des Würfels und sind in blau dargestellt. Die A-Atome der Perowskit-Struktur bzw. die T- und D-Atome der Manganat-Perowskite liegen im Zentrum des Würfels und sind in rot abgebildet. STO: Sr-rot und Ti-blau, LSMO: La/Sr-rot und Mn-blau, LCO: La-rot und Co-blau, LNO: La-rot und Ni-blau, SRO: Sr-rot und Ru-blau.

das  $\text{BO}_3$  der Perowskit-Struktur, wohingegen A sich verhältnismäßig in ein dreiwertiges Lanthanoid T und ein zweiwertiges Erdalkali-Metall D aufteilt.<sup>26</sup> Wie in Abb. 1 dargestellt liegen die A-, T- bzw. D-Atome in der Mitte der Elementarzelle. Die Ecken der würfelförmigen Elementarzelle werden von den B-Atomen besetzt. Die Sauerstoffatome sind dabei oktaedrisch um das B-Atom angeordnet und liegen somit auf den Mitten der Kanten.

Im Allgemeinen verhalten sich Perowskite nach der Goldschmidtschen Regel,<sup>27</sup> die besagt, dass Kristalle deren Atomradien sich um weniger als 15% unterscheiden in der gleichen Kristallform wachsen können. Des Weiteren gilt für Perowskite, dass eine gleiche Kristallstruktur angenommen werden kann wenn  $R_A + R_O = t\sqrt{2}(R_B + R_O)$  mit  $t = 0,8-1,1$  erfüllt ist.  $R_A$ ,  $R_B$  und  $R_O$  entsprechen den Atomradien der A-, B- bzw. Sauerstoffatome.  $t$  ist der Goldschmidtsche Toleranzfaktor.<sup>28,29</sup>

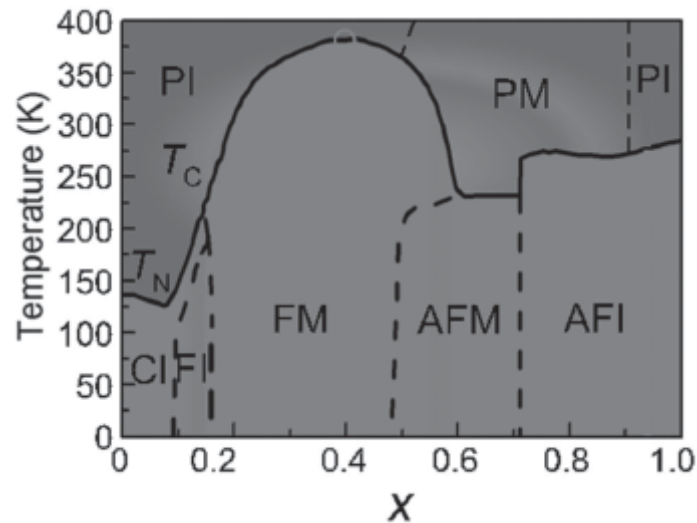
### 2.1.2 Strontiumtitanat

Das in dieser Arbeit verwendete Substrat ist das Perowskit (Abb. 1) STO ( $\text{SrTiO}_3$ ). STO kann in der Raumgruppe  $Pm\bar{3}m$ , als perfekt würfelförmig mit einer Gitterkonstante von 0,3905 nm beschrieben werden.<sup>30,31</sup> Oberhalb einer Temperatur von 110 K<sup>31,32</sup> bzw. 105 K<sup>33</sup> behält STO seine kubische Phase bei. Von 110 bis 65 K liegt STO in einer tetragonalen Phase mit einem Seitenverhältnis von  $c/a = 1,00056$ <sup>31,32</sup> vor. Der Grund für den Übergang von kubisch zu tetragonal ist eine Instabilität einer weichen Phononen-Mode an der [111]-Zonen-Grenze des STO, was zu einer Rotation der Sauerstoff-Octahedra führt.<sup>33,34</sup> Bei weiterem Absenken der Temperatur (65 - 35 K) stellt sich für das STO eine orthorhombische Phase mit einem Seitenverhältnis von  $a:b:c = 0,9998:1:1,0002$  ein.<sup>31</sup> Die hier beschriebenen Übergänge sind vergleichbar mit den Phasenübergängen von SRO, die in Abb. 6 abgebildet sind. Für tiefere Temperaturen ( $T < 35$  K) wird eine rhomboedrische Phase für das STO vermutet.<sup>31</sup>

### 2.1.3 Lanthan-Strontium-Manganat

LSMO gehört zur Klasse der Manganat-Perowskite was in Abb. 1 schematisch dargestellt ist. Für das LSMO ergibt sich aufgrund des Jahn-Teller-Effektes<sup>35</sup> und der abweichenden Ionenradien von Lanthan und Strontium, sowie deren Verhältnis  $x$ , ein vom Substrat abhängiges Wachstum. Für STO/LSMO ergibt sich bei Raumtemperatur (RT) eine rhomboedrische Phase (Raumgruppe  $R\bar{3}c$ ), die mit einer pseudokubischen Gitterkonstante  $a$  von 0,3873 nm beschrieben werden kann. Der Winkel  $\alpha$  in Abb. 1 für das in dieser Arbeit

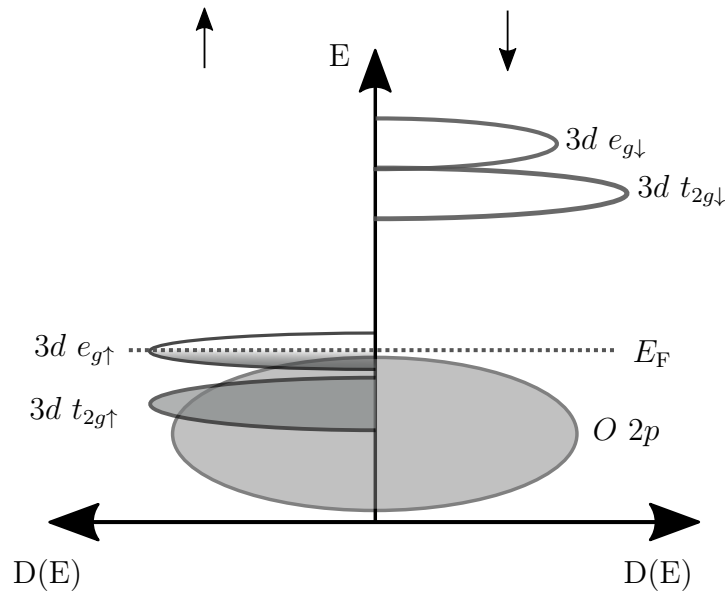
verwendete  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  ( $x = 0,3$ ) ist  $89,74^\circ$ .<sup>36</sup> Ausgehend von den Werten für die Gitterkonstante und dem Winkel  $\alpha$  ergibt sich eine Gitterfehlpassung von 0,83% und eine Winkelfehlpassung von 0,29% für  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  auf dem STO. Durch eine Variation



**Abbildung 2:** Abhängigkeit der elektrischen und magnetischen Eigenschaften von der Temperatur und der Stöchiometrie  $x$  in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Die abgebildeten Bereiche sind: paramagnetisch leitend (PM), paramagnetisch isolierend (PI), ferromagnetisch leitend (FM), ferromagnetisch isolierend (FI), Spin-canted isolierend (CI), antiferromagnetisch leitend (AFM) und antiferromagnetisch isolierend (AFI). Entnommen aus der Arbeit von Cui *et al.*<sup>37</sup>

der Stöchiometrie von Lanthan und Strontium in  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  können die Eigenschaften des Materials, wie Magnetismus und elektrische Leitfähigkeit variiert werden. Abb. 2 zeigt die Phasenübergänge für  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  in Abhängigkeit der Stöchiometrie  $x$  und der Temperatur. Für  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  mit  $x = 0,3$  ergibt sich bei  $T = 370$  K ein Übergang von paramagnetisch isolierend zu ferromagnetisch leitend, womit eine Curie-Temperatur von 370 K im Bulk bestimmt werden konnte.<sup>37</sup> Es sei hier jedoch zu beachten, dass der isolierende Zustand in LSMO von Cui *et al.*<sup>37</sup> anhand einer definierten Leitfähigkeit festgelegt wurde. Der sich einstellende isolierende paramagnetische Zustand besitzt eine geringere Leitfähigkeit als der leitende ferromagnetische Zustand. In Abb. 3 sind die Zustandsdichten für  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen in LSMO dargestellt. Wie hier zu erkennen ist tragen nur die  $\uparrow$ -Elektronen zum Stromfluss bei, da die Fermi-Energie  $E_F$  im  $3d_{e_g\uparrow}$ -Orbital der Spin-up-Elektronen liegt. Somit ergibt sich für LSMO ein halbmetallisches Verhalten mit einer theoretischen Spinpolarisation von 100%. In der Praxis werden bei

tiefen Temperaturen bis zu 95% erreicht.<sup>38</sup> In LSMO treten neben der Formanisotropie

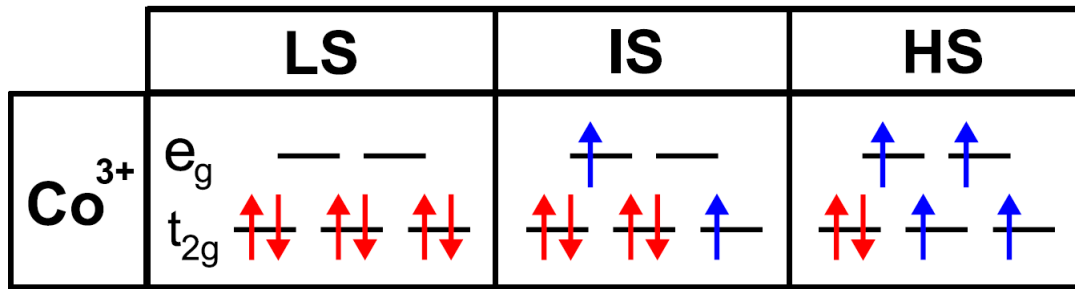


**Abbildung 3:** Die Zustandsdichten für  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen in einem halbmetallischen Manganat. Es ergibt sich eine hohe Spinpolarisation durch die Lage des Fermi-Niveaus  $E_F$  in der Bandlücke der  $\downarrow$ -Elektronen. Angelehnt an die Arbeit von Viret *et al.*<sup>38</sup>

in dünnen Schichten, eine biaxiale und eine uniaxiale magnetische Anisotropie auf. Die uniaxiale Anisotropie wird nahe der RT beobachtet und spielt bei tiefen Temperaturen eine untergeordnete Rolle. Eine Begründung für das Auftreten der uniaxialen Anisotropie kann zurzeit nicht gegeben werden. In der Literatur wird ein Ansatz diskutiert, dass ein Grund für die uniaxiale Anisotropie das Stufenwachstum des LSMO auf dem verwendeten Substrat ist.<sup>39</sup> Die biaxiale Anisotropie ist mit der kristallinen Anisotropie gleichzusetzen. Die magnetische Vorzugsrichtung in LSMO ist die  $[110]$ -Richtung (leichte Achse).

#### 2.1.4 Lanthan-Cobaltat

$\text{LaCoO}_3$  (LCO) kristallisiert in der Perowskit-Struktur und gehört zur Raumgruppe<sup>40–42</sup>  $R\bar{3}c$ . Das im Bulk nicht-magnetische LCO hat eine Gitterkonstante von  $0,3805 \text{ nm}$ .<sup>43</sup> Anhand der Abb. 4 lässt sich das nicht-magnetische Verhalten erklären, da die  $\text{Co}^{3+}$ -Ionen in LCO im sogenannten Low-Spin-Zustand (LS) vorliegen. Durch thermische Anregung lassen sich jedoch der Intermediate-Spin-Zustand (IS) und der High-Spin-Zustand (HS) anregen.<sup>44</sup> Für dünne LCO-Schichten können neben der thermischen Anregung auch durch Verspannungen die beiden Zustände IS und HS induziert werden, womit das Ma-

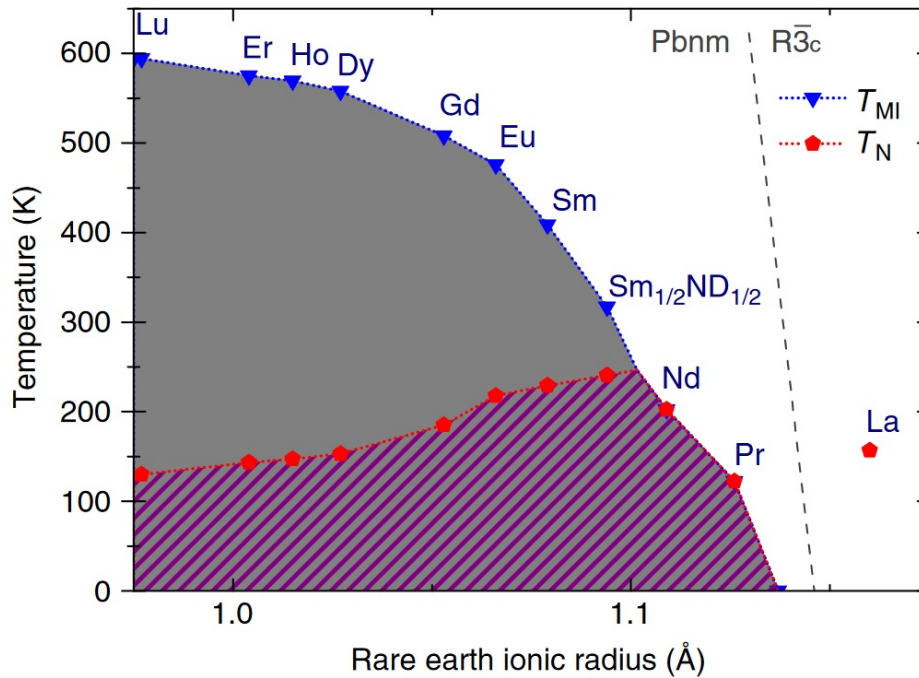


**Abbildung 4:** Mögliche Spin-Zustände der  $\text{Co}^{3+}$ -Ionen in LCO. Es können der Low-Spin- (LS), der Intermediate-Spin- (IS) und der High-Spin-Zustand (HS) auftreten. Entnommen aus der Arbeit von Herklotz.<sup>44</sup>

terial ferromagnetisch wird. Die Curie-Temperatur ( $T_C \approx 85 \text{ K}$ )<sup>43,45,46</sup> ist dabei nahezu unabhängig vom Grad der Verspannung.<sup>43</sup> Jedoch ist die Sättigungsmagnetisierung von LCO abhängig vom Verspannungsgrad. Sowohl für mechanische Druck- als auch Zugspannung ergeben sich ferromagnetische Eigenschaften, wobei eine höhere Magnetisierung durch Zugspannung (Deposition auf einem Substrat mit größerer Gitterkonstante z.B.: STO) erzielt werden kann.<sup>43</sup> Der Grund für das Auftreten des Ferromagnetismus ist nicht eindeutig geklärt und in der Literatur finden sich sowohl experimentelle<sup>43,45-48</sup> als auch theoretische<sup>45,49-51</sup> Ansätze zur Erklärung. Neben dem Magnetismus zeigt auch der spezifische Widerstand des LCO eine starke Verspannungs- und Temperaturabhängigkeit. Freeland *et al.*<sup>48</sup> zeigten eine Änderung des spezifischen Widerstandes von  $10^{-1} \Omega\text{m}$  (370 K) zu  $10^4 \Omega\text{m}$  (100 K) für STO/LCO-Heterostrukturen wohingegen für  $\text{LaAlO}_3/\text{LCO}$ -Schichten eine Änderung von  $10^{-1} \Omega\text{m}$  (300 K) zu  $10^2 \Omega\text{m}$  (100 K) gemessen wurde.

### 2.1.5 Lanthan-Nickeloxid

LNO gehört zu den rhomboedrischen (Raumgruppe  $R\bar{3}c$ ) metallischen Perowskit-Nickelaten.<sup>52-54</sup> Die Bulk-Gitterkonstanten von  $\text{LaNiO}_3$  betragen  $a = b = 0,5457 \text{ nm}$  und  $c = 1,3146 \text{ nm}$ .<sup>55</sup> Jedoch kann LNO auch pseudokubisch mit der Gitterkonstante von  $0,384 \text{ nm}$ .<sup>54,56</sup> dargestellt werden (siehe Abb. 1). Bei tiefen Temperaturen (1,5 K) stellen sich die Gitterkonstanten  $a = b = 0,54535 \text{ nm}$  und  $c = 1,31010 \text{ nm}$  ein.<sup>57</sup> Abb. 5 zeigt die Phasenübergänge von paramagnetisch zu antiferromagnetisch (rote Punkte) für alle Nickelate der Form  $\text{RNiO}_3$  (R = seltene Erde). Für LNO war bis 2018 kein solcher Übergang bekannt. Jedoch konnte von Guo *et al.*<sup>58</sup> dieser Phasenübergang unter speziellen Herstellungsbedingungen für Bulk-LNO (Herstellung bei 150 bar



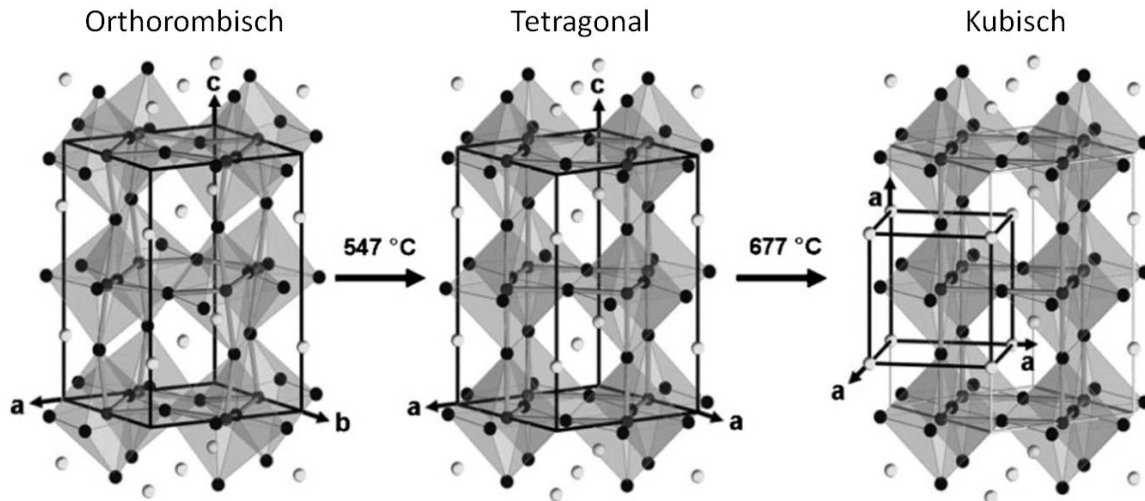
**Abbildung 5:** Metall-Isolator (blau) und paramagnetisch-antiferromagnetischer Übergang (rot) für Nickelate der Form  $\text{RNiO}_3$  ( $R$  = seltene Erde). Die Abbildung ist aus der Arbeit von Guo *et al.*<sup>58</sup> entnommen.

Sauerstoffatmosphäre) nachgewiesen werden. Des Weiteren existiert für alle Seltenen Erdenickelate, bis auf LNO, ein Metall-Isolator Übergang. Der Grund hierfür ist ein temperaturabhängiger Übergang der Elektron-Elektron-Wechselwirkung von abstoßenden Coulombkräften hin zu Elektronen-Hopping.<sup>55,59-61</sup> LNO ist über den gesamten Temperaturbereich metallisch.<sup>57,62,63</sup>

### 2.1.6 Strontiumruthenat

SRO ( $\text{SrRuO}_3$ ) liegt bei RT in der Perowskit-Struktur mit der pseudokubischen Gitterkonstante von  $a = 0,3930 \text{ nm}$ <sup>64</sup> vor. Die für SRO bekannten Phasenübergänge sind in Abb. 6 dargestellt. Die sich bei RT einstellende orthorhombische Phase besteht aus vier würfelförmigen Perowskit-Einheitenzellen. Nach Koster *et al.*<sup>64</sup> ergibt sich ein Phasenübergang von einem orthorhombischen (Raumgruppe 62 mit  $a = 0,553 \text{ nm}$ ,  $b = 0,557 \text{ nm}$  und  $c = 0,785 \text{ nm}$ <sup>65</sup>) zu einem tetragonalen (Raumgruppe 140) System bei 820 K, durch eine Verkippung des  $\text{RuO}_6$ -Oktaeders. Ein weiterer Übergang von tetragonal zu kubisch (Raumgruppe 221) wurde bei 950 K gefunden.<sup>64,65</sup> SRO ist elektrisch leitfähig und





**Abbildung 6:** Phasenübergänge für SRO bei 820 K und 950 K. Die Abbildung ist aus der Arbeit von Koster *et al.* entnommen.<sup>64</sup>

weist eine Curie-Temperatur von  $T_C = 150$  K auf.<sup>64,66</sup> Des Weiteren wurde ein spezifischer Widerstand von  $(4,0 - 1,3) \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$  für RT bzw. 190 K bestimmt.<sup>66,67</sup> Der gemessene Spin-Hall-Winkel bei  $T = 190$  K ist nach Wahler *et al.*<sup>66</sup>  $\eta_{\text{SRO}} = -0,027$  und die, in einem Zweilagensystem (LSMO/SRO), bestimmte SDL beträgt  $\lambda_{\text{sd,SRO}} = 1,5$  nm.

### 2.1.7 Nickeloxid

NiO gehört zur Raumgruppe<sup>68</sup>  $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$  und kristallisiert in der NaCl-Struktur<sup>69</sup> mit der Gitterkonstante<sup>70</sup> 0,426 nm. NiO ist sowohl antiferromagnetisch mit einer Néel-Temperatur<sup>71</sup> von 523 K, als auch isolierend mit einem spezifischen Widerstand von  $> 10^{11} \Omega\text{m}$ .<sup>69</sup> Aufgrund dieser Eigenschaften ist NiO ein häufig verwendetes Material bei Untersuchungen des Magnontentransports.<sup>72-74</sup>

### 2.1.8 Platin

Pt ist im Bereich der Spintronik ein weit verbreitetes Material zur Detektion eines Spinstroms<sup>16,66,75-78</sup> und wird in dieser Arbeit ebenfalls dazu verwendet. Der Grund für die Verwendung sind der große Spin-Hall-Winkel  $\eta_{\text{Pt}} = 0,0067 - 0,068$ <sup>9,79-82</sup> und die kleine SDL  $\lambda_{\text{sd,Pt}} < 10$  nm.<sup>14,83</sup> Der elektrische Leiter, mit einem spezifischen Widerstand<sup>84</sup> von  $1 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$  bei RT, kristallisiert in der fcc-Struktur (Raumgruppe 225),<sup>85</sup> jedoch liegt Pt, aufgrund der Herstellungsmethode, in dieser Arbeit polykristallin vor.

## 2.2 Dynamik der Magnetisierung

Die Theorie der Dynamik der Magnetisierung beschreibt den zeitlichen Bewegungsverlauf der Magnetisierung eines magnetisierten Mediums unter der Einwirkung eines effektiven Magnetfeldes  $H_{\text{eff}}$ . Mit Hilfe der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung kann der Übergang in einen statischen Zustand, in dem die Magnetisierung parallel zu dem effektiven Magnetfeld ausgerichtet ist, beschrieben werden. Dieser statische Gleichgewichtszustand kann durch einen Anregungspuls oder eine periodische Anregung gestört und die Magnetisierung zu einer Dauerpräzession gezwungen werden. Unter der Voraussetzung, dass die Resonanzbedingung für das zu betrachtende System erfüllt ist, ergibt sich die größte Präzessionsamplitude, was als Ferromagnetische Resonanz (FMR) bezeichnet wird.

### 2.2.1 Landau-Lifschitz-Gleichung

Die Dynamik von magnetischen Systemen wurde 1935 in der Arbeit von Lew Dawidowitsch Landau und Jewgeni Michailowitsch Lifschitz erstmals beschrieben.<sup>86</sup> Aus dem Ehrenfest-Theorem:

$$i\hbar \frac{d\langle \hat{S}_i(t) \rangle}{dt} = \langle [\hat{S}_i(t), \hat{\mathcal{H}}] \rangle \quad (1)$$

mit  $\hat{S}_i(t)$  als zeitabhängiger Spinoperator und  $\hat{\mathcal{H}}$  als Hamiltonoperator, ergibt sich mit Hilfe der Vertauschungsregel und der Entwicklung des Kommutators  $\langle [\hat{S}_i(t), \hat{\mathcal{H}}] \rangle$  nach  $\hbar$ :

$$i\hbar \frac{d\langle \hat{S}_i(t) \rangle}{dt} = i\hbar\mu_0 \left\langle \hat{S}_i \times \frac{\partial \hat{\mathcal{H}}}{\partial \hat{S}_i} \right\rangle + \mathcal{O}(\hbar^3). \quad (2)$$

$\mu_0$  ist die magnetische Feldkonstante, die im SI-System hinzugefügt werden muss.  $\mathcal{O}(\hbar^3)$  stellt Terme höherer Ordnung dar, die für  $\hbar \rightarrow 0$  vernachlässigt werden können. Unter Verwendung des Erwartungswerts ( $\langle \hat{S}_i \rangle = \vec{s}_i$  und  $\hat{\mathcal{H}} = \mathcal{H}$ ) wird Gleichung 2 zu:

$$\frac{d\vec{s}_i}{dt} = \mu_0 \vec{s}_i \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{s}_i}. \quad (3)$$

Aus den Relationen  $\vec{\mu}_i = -\gamma \vec{s}_i$  und  $\vec{S}_i = \vec{\mu}_i / \mu_s$  ergibt sich mit  $\mu_s = |\vec{\mu}|$ :

$$|\vec{s}_i| = -\frac{\mu_s}{\gamma} |\vec{S}_i| \quad (4)$$

wobei  $\mu_s$  das magnetische Moment pro Spin und  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis darstellt. Mit Gleichung 4 und der Substitution des effektiven Feldes  $\vec{H}_{\text{eff}} = \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{S}_i}$  kann die ungedämpfte Landau-Lifschitz-Gleichung formuliert werden:

$$\frac{\partial \vec{S}_i}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{S}_i \times \vec{H}_{\text{eff}}. \quad (5)$$

Das effektive Magnetfeld setzt sich unter anderem aus dem externen Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{ext}}$ , dem Entmagnetisierungsfeld  $\vec{H}_{\text{Ent}}$ , dem Anisotropiefeld  $\vec{H}_{\text{Ani}}$  und der Formanisotropie  $\vec{H}_{\text{Form}}$  zusammen:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_{\text{Ent}} + \vec{H}_{\text{Ani}} + \vec{H}_{\text{Form}} + \dots \quad (6)$$

Die Landau-Lifschitz-Gleichung (Gleichung 5) beschreibt die Präzession des Spins  $\vec{S}_i$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$ . Der Spin  $\vec{S}_i$  kann zum Gesamtspin  $\vec{S}$  oder zur Magnetisierung  $\vec{M}$  eines Materials zusammengefasst werden. Es ergibt sich:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}. \quad (7)$$

Die Präzession ohne Dämpfung besitzt keine Dissipationseffekte. Um die Reibung zu berücksichtigen führten Landau und Lifschitz einen phänomenologischen Dämpfungsterm ein, wodurch Gleichung 7 erweitert wird:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\psi}{M_s^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}). \quad (8)$$

$M_s$  ist die Sättigungsmagnetisierung der Probe. Der hinzugekommene Dämpfungsterm mit dem Dämpfungsparameter  $\psi$  steht senkrecht auf der Magnetisierung  $\vec{M}$  und führt zu einer Ausrichtung der Magnetisierung in Richtung des effektiven Magnetfeldes  $\vec{H}_{\text{eff}}$ . Die daraus resultierende Bewegung der Magnetisierung ist eine gedämpfte Präzessionsbewegung in Richtung des effektiven Magnetfeldes (siehe Abb. 7).<sup>87</sup>

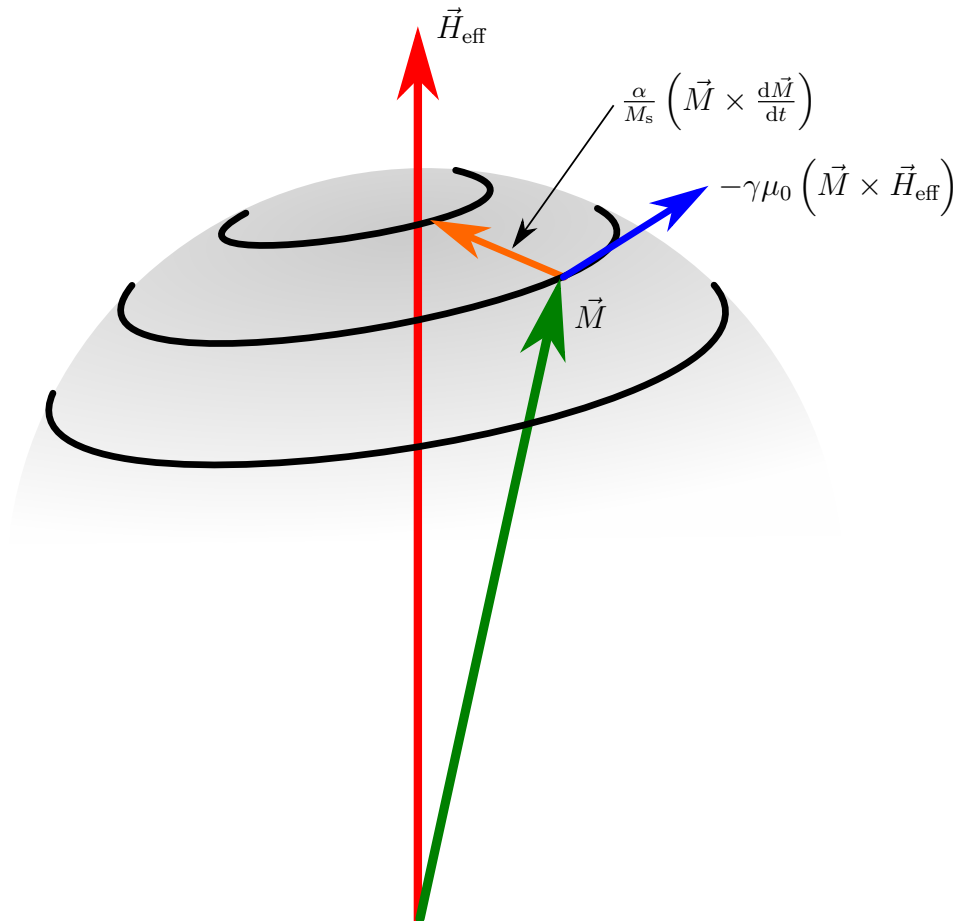
Analog kann die Landau-Lifschitz-Gleichung über die klassische Betrachtung eines magnetischen Dipolmoments  $\vec{m}$ , das durch das effektive Magnetfeld ein Drehmoment  $\vec{D}$  erfährt, hergeleitet werden:

$$\vec{D} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}. \quad (9)$$

Dabei stellt  $\vec{L}$  den Drehimpuls dar und es gilt  $\vec{m} = -\gamma\vec{L}$ .<sup>88</sup> Wie bereits erwähnt ist das Mittel über alle Spins bzw. alle magnetischen Momente  $\langle \vec{m} \rangle$  die Magnetisierung des zu untersuchenden Systems, womit sich:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \quad (10)$$

ergibt. Mit dem eingeführten Dämpfungsterm erhält man ebenfalls Gleichung 7.



**Abbildung 7:** Die Magnetisierung  $\vec{M}$  (grün) präzediert auf einer Kugeloberfläche in Richtung des effektiven Magnetfeldes (rot). Die Magnetisierung, der Dämpfungsterm (orange) mit dem Gilbert-Dämpfungsparameter  $\alpha$  und das Drehmoment (blau) stehen senkrecht aufeinander.

### 2.2.2 Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung

1955 stellte Thomas L. Gilbert fest, dass die Landau-Lifschitz-Gleichung für große Dämpfungskonstanten nicht verwendet werden kann.<sup>89</sup> Daher erweiterte er die Landau-Lifschitz-Gleichung um die Rayleigh-Dissipationsfunktion und erhielt folgende Gleichung:<sup>90</sup>

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma\mu_0}{(1+\alpha^2)}\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right). \quad (11)$$

Die sogenannte Gilbert-Gleichung<sup>89</sup> enthält  $\alpha$  als phänomenologischen Dämpfungsparameter. Dieser beschreibt genau wie  $\psi$  die Dissipationseffekte, wobei hier die Ursache für die Dissipation nicht bekannt ist. Durch rekursives Einsetzen von Gleichung 7 in Gleichung 11 erhält man die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma\mu_0}{(1+\alpha^2)}\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s}\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}). \quad (12)$$

Mit der Annahme  $\alpha \ll 1$ , erhält man für  $\alpha\gamma M_s = \psi$  die Landau-Lifschitz-Gleichung:<sup>87</sup>

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma}{M_s}\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}). \quad (13)$$

### 2.2.3 Ferromagnetische Resonanz

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Relaxation eines Spins bzw. der Magnetisierung in den Grundzustand, parallel zum effektiven Magnetfeld diskutiert. Durch gezieltes Stören des Grundzustandes mittels eines sich ändernden Magnetfeldes  $\vec{h}(t)$  (Mikrowellenstrahlung) kann die Magnetisierung zu einer Dauerpräzession mit einer konstanten Frequenz gezwungen werden. Hier kann durch eine Variation der Stärke des externen Magnetfeldes, die Eigenfrequenz der sich präzedierenden Magnetisierung beeinflusst werden. Bei Übereinstimmung der Eigenfrequenz mit der Frequenz des angelegten Wechselfeldes präzedieren alle angeregten Spins des Ferromagneten in Phase, mit einem Wellenvektor von  $k=0$ , was als FMR bezeichnet wird. Am Punkt der ferromagnetischen Resonanz ist die vom magnetischen System absorbierte Leistung maximal. Dieser Absorptionspeak im Transmissionsspektrum der eingestrahlten Leistung wird auch als uniforme FMR-Mode bezeichnet. Entscheidende Merkmale der uniformen FMR-Mode sind die Linienbreite des entstandenen Resonanzpeaks und dessen Resonanzfeld. In den folgenden Kapiteln werden zunächst die Herleitung der Resonanzposition und im An-

schluss die theoretischen Grundlagen der Linienbreite diskutiert.

### 2.2.3.1 Resonanzbedingung

Ausgehend von der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung kann die Resonanzbedingung über gekoppelte Differenzialgleichungen bestimmt werden. Dieser Ansatz wurde von Celinski *et al.*<sup>91</sup> und Heinrich *et al.*<sup>92,93</sup> vorgestellt. Ein einfacherer Ansatz ist die Minimierung der freien Energiedichte  $F$ . Diese setzt sich aus der Anisotropie-Energie, der Zeeman-Energie und der Entmagnetisierungs-Energie zusammen, was in den Arbeiten von Michael Farle<sup>94</sup> und Pelzl *et al.*<sup>95</sup> diskutiert wird. Aus all diesen Arbeiten ergibt sich, dass die Resonanzbedingung stark von der Anisotropie und der effektiven Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$  des zu untersuchenden Ferromagneten abhängig ist. Die Anisotropie lässt sich in unterschiedliche Anteile, wie zum Beispiel uniaxiale, unidirektionale und biaxiale Anisotropie unterteilen. Des Weiteren tritt in dünnen Filmen eine Formanisotropie auf, da die Magnetisierung in die Schicht hinein gezwungen wird, was durch die Entmagnetisierungsenergie berücksichtigt ist.

Im Fall einer konstanten Ausrichtung des externen Magnetfeldes erhält man bei der Herleitung der Resonanzbedingung die Kittel-Gleichung für in-plane Messungen:

$$\omega_{\text{FMR}} = \mu_0 \gamma \sqrt{(H_{\text{FMR}} + H_{\text{Ani}})(H_{\text{FMR}} + M_{\text{eff}} + H_{\text{Ani}})}, \quad (14)$$

in der die Anisotropieerme allgemein in  $H_{\text{Ani}}$  zusammengefasst sind. Die Resonanzfrequenz  $\omega_{\text{FMR}} = 2\pi f$  hängt neben der Anisotropie und  $M_{\text{eff}}$  von dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma$  ab. Die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  ist ein Anteil der effektiven Magnetisierung.

### 2.2.3.2 Linienbreite

Nach Gleichung 14 kann zu jeder beliebigen Resonanzfrequenz  $\omega_{\text{FMR}}$  ein passendes Resonanzfeld  $H_{\text{FMR}}$  gefunden werden. Bei der in dieser Arbeit verwendeten feldaufgelösten FMR wird das Absorptionsspektrum mit einem konstanten eingestrahlteten Wechselfeld  $\vec{h}(t)$  und einem variierendem externen Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{ext}}$  gemessen. Weiterhin ist es möglich ein Absorptionsspektrum mit konstantem Feld und eingestrahlteter variierender Frequenz aufzunehmen. Das effektive Feld (Gleichung 6) wird aufgrund des eingestrahlteten Wechselfeld erweitert:

$$\vec{H}_{\text{eff}}(t) = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_{\text{Ent}} + \vec{H}_{\text{Ani}} + \vec{H}_{\text{Form}} + \vec{h}(t). \quad (15)$$

Für die Hochfrequenz-Suszeptibilität  $\chi$  ergibt sich nach Celinski *et al.*<sup>91</sup> in der in-plane Konfiguration (externes Feld und Wechselfeld in der Probenebene) folgender Ausdruck:

$$\chi = \chi' + i\chi'' = \frac{d_{\text{FM}}M_s(\mu_0 H^{**} - i\alpha\frac{\omega}{\gamma})}{(\mu_0 H^{**} - i\alpha\frac{\omega}{\gamma})(\mu_0 H^* - i\alpha\frac{\omega}{\gamma}) - (\frac{\omega}{\gamma})^2} \quad (16)$$

$$\text{mit: } \begin{cases} H^* = H + \frac{2K_c^{\text{eff}}}{M_s} \cos(4\phi) \\ H^{**} = H + 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{K_c^{\text{eff}}}{2M_s} (3 + \cos(4\phi)) \\ 4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi D_{\text{ent}} M_s - \frac{2K_u^{\text{eff}}}{M_s} \end{cases}$$

$4\pi M_{\text{eff}}$ ,  $D_{\text{ent}}$ ,  $d$  und  $K_c^{\text{eff}}$  bzw.  $K_u^{\text{eff}}$  stellen die effektive Magnetisierung, die Entmagnetisierungskonstante, die Schichtdicke und die biaxiale bzw. uniaxiale effektive Anisotropiekonstanten dar.  $\chi'$  (Realteil) entspricht der Dispersion und  $\chi''$  (Imaginärteil) der Absorption des elektromagnetischen Wechselfeldes.  $\phi$  entspricht dem in-plane-Winkel der Magnetisierung, wobei  $\phi = 0$  einer Ausrichtung entlang des verwendeten Wellenleiters entspricht. Die ferromagnetische Resonanz entspricht dem globalen Minimum der Absorption, wodurch die absorbierte Leistung des eingestrahlten elektromagnetischen Wechselfeldes maximal wird. Im Falle der Sättigung einer magnetischen Schicht kann nach Celinski *et al.*<sup>91</sup> die Absorption wie folgt geschrieben werden:

$$\chi''_{\text{sym}} = \frac{d_{\text{FM}}M_s H_{\text{FMR}}^{**} \Delta H}{\mu_0 (H_{\text{FMR}}^{**} + H_{\text{FMR}}^*) ((\Delta H)^2 + (H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2)} \quad (17)$$

$$\text{mit } \mu_0 \Delta H = \frac{\alpha \omega_{\text{FMR}}}{\gamma} + \mu_0 \Delta H_0 \quad (18)$$

wobei  $\mu_0 \Delta H_0$  die inhomogene Linienverbreiterung bei einer Frequenz von 0 Hz darstellt. Die Absorption  $\chi''$  hat dabei die Form  $\frac{1}{1+x^2}$ , was einer symmetrischen Lorentzfunktion mit der Halbwertsbreite  $\mu_0 \Delta H$  (Linienbreite) entspricht. Die Gilbert-Dämpfung  $\alpha$  kann nach Gleichung 18 aus dem frequenzabhängigen Verhalten der Linienbreite bestimmt werden. Für leitende FM ergibt sich bei den Messungen der FMR teils kein reines symmetrisches Verhalten. Es entsteht eine Überlagerung aus einer symmetrischen

(Gleichung 17) und einer antisymmetrischen Lorentzfunktion:<sup>91</sup>

$$\chi''_{\text{anti}} = -\frac{2d_{\text{FM}}M_s H_{\text{FMR}}^{**}(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})\Delta H}{(H_{\text{FMR}}^{**} + H_{\text{FMR}}^*)((\Delta H)^2 + (H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2)}. \quad (19)$$

In Abb. 31 a) sind beide Linienformen abgebildet. Der Grund für dieses Verhalten ist eine Phasenverschiebung zwischen der anregenden Hochfrequenz  $\omega$  und der präzedierenden Magnetisierung. Im Falle einer Verschiebung um  $0^\circ$  ergibt sich eine rein symmetrische Lorentzfunktion.<sup>96</sup>

## 2.3 Spinpumpen und inverser Spin-Hall Effekt

In den folgenden Kapiteln werden die Begriffe Spinpumpen und inverser Spin-Hall Effekt beschrieben. Der ISHE wird in dieser Arbeit dazu verwendet, um den durch Spinpumpen generierten Spinstrom zu detektieren.

### 2.3.1 Spinpumpen

Spinpumpen bezeichnet den Übergang eines Spinstroms von einem Ferromagneten in ein angrenzendes NM.<sup>97,98</sup> Ein reiner Spinstrom transportiert dabei keine Ladung ( $J_C = 0$ ). Dies ist möglich, da die jeweiligen gleich großen Teilströme ( $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Strom) in die jeweils entgegengesetzte Richtung fließen (siehe Abb. 16 b)). Während der ferromagnetischen Resonanz wird an der Grenzfläche zwischen FM und NM eine Spinakkumulation  $\mu_{s,0}$  erzeugt.<sup>99</sup>

$$\mu_{s,0} = \int \text{Spur}[\boldsymbol{\sigma} f(\epsilon)] d\epsilon. \quad (20)$$

$\boldsymbol{\sigma}$  und  $f(\epsilon)$  sind dabei die Pauli-Matrix bzw. die Verteilungsfunktion mit der Energie  $\epsilon$  im FM. Die Spinakkumulation beschreibt die Differenz der beiden chemischen Potentiale von  $\uparrow$ - bzw.  $\downarrow$ - Zuständen ( $\mu_s = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow$ )<sup>100</sup> an der Grenzfläche zwischen FM und NM (siehe Abb. 8 a)). Im NM ist (ohne den FM)  $\mu_\uparrow = \mu_\downarrow$ , womit keine Spinakkumulation vorherrscht. Die angereicherten Spins diffundieren aufgrund der, durch die FMR entstehende Spinpolarisation und dem damit einhergehenden Überschuss an Zuständen im FM, in das angrenzende NM. Der Transport der Spins kann dabei als ein Diffusionsprozess von Spins vom FM in das NM verstanden werden.<sup>97</sup> Es gilt:

$$i\omega\mu_s = D\frac{\partial^2\mu_s}{\partial z^2} - \frac{\mu_s}{\tau_{\text{SF}}} \quad (21)$$



mit  $D$  als Diffusionskoeffizient der Spins und  $\tau_{\text{SF}}$  als Spin-Relaxationszeit. Die erzeugte Spinpolarisation  $\vec{J}_s(t)$  kann nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> mittels der Born-Oppenheimer-Näherung wie folgt beschrieben werden:

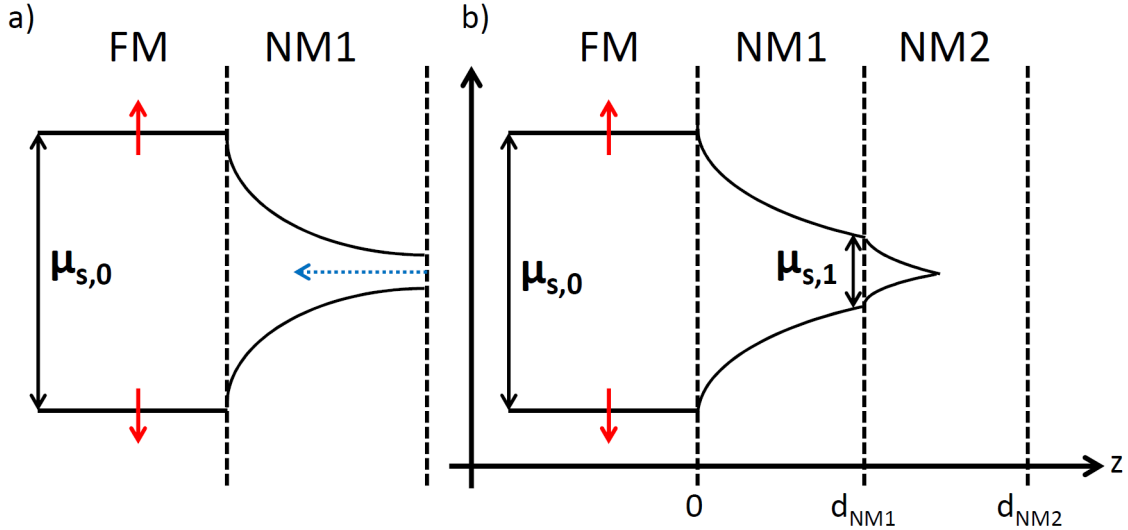
$$\vec{J}_s(t) = \frac{\hbar}{4\pi} \left( A_r \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} - A_i \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (22)$$

mit den Reflexions-  $A_r$  und Transmissionskoeffizienten  $A_i$ :<sup>98</sup>

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} [|r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow|^2 + |t_{mn}^\uparrow - t_{mn}^\downarrow|^2] \quad (23)$$

$$A_i = \text{Im} \sum_{mn} [r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^* + t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^*]. \quad (24)$$

$r_{mn}^\uparrow$  und  $r_{mn}^\downarrow$  sind die Reflexionsmatrixelemente an der NM-Schicht.  $t_{mn}^\uparrow$  und  $t_{mn}^\downarrow$  die dazugehörigen Transmissionsmatrixelemente.  $m$  und  $n$  stehen für die transversalen Moden



**Abbildung 8:** a) Die durch FMR erzeugte Spinakkumulation  $\mu_{s,0}$  erzeugt einen Spinstrom im NM. Die Differenz des chemischen Potentials fällt im NM ab. Durch Reflexion an der NM1/Vakuum-Grenzfläche wird ein reflektierter Spinstrom erzeugt (blauer Pfeil) der in Richtung des Ferromagneten zurückfließt. b) In einem Dreilagensystem (FM/NM1/NM2) wird der Rückfluss der Spins durch eine zweite Spinsenke (NM2) kompensiert.

vor und nach den Streuprozessen an der Fermi-Kante.<sup>101</sup> Beide Koeffizienten zusammen-

gefasst ergeben:

$$A = A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}. \quad (25)$$

Der Transmissionskoeffizient  $t^{\uparrow\downarrow}$  kann für dicke ferromagnetische Schichten ( $d_{\text{FM}} \gg \pi/(k_{\text{F}}^{\uparrow} - k_{\text{F}}^{\downarrow})$ ,  $k_{\text{F}}$ : Fermi-Wellenvektor) vernachlässigt werden:

$$A = g^{\uparrow\downarrow} = g_r^{\uparrow\downarrow} + ig_i^{\uparrow\downarrow}. \quad (26)$$

Das hier von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> und Brataas *et al.*<sup>99</sup> eingeführte  $g^{\uparrow\downarrow}$  entspricht einer Spin-Leitfähigkeit an der Grenzschicht zwischen FM und NM. Die Spin-Leitfähigkeit wird im Folgenden als  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  bezeichnet. Sie beschreibt die Leitfähigkeit für einen  $\uparrow$ - bzw.  $\downarrow$ -Spin bei einem Übergang der Spins an einer Grenzschicht und beim Durchgang durch eine Schicht, jedoch ist sie kein Maß für die Mischung von  $\uparrow$ - bzw.  $\downarrow$ -Elektronen:

$$g_0^{\uparrow\downarrow} = \sum_{mn} [\delta_{mn} - r_{mn}^{\uparrow} r_{mn}^{\downarrow}]. \quad (27)$$

$\delta_{mn}$  ist hier das Kronecker-Delta.  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  beschreibt die Effizienz der Aufnahme des Spinstroms im angrenzenden NM. Nach Mosendz *et al.*<sup>79</sup> ergibt sich aus Gleichung 22<sup>97,98</sup> folgender Ausdruck für die entstehende Spinpolarisation  $\vec{J}_s(t)$  an der Grenzschicht zwischen FM und NM:

$$\vec{J}_s(t) = \frac{\hbar}{4\pi} \text{Re}(g_0^{\uparrow\downarrow}) \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad (28)$$

$\text{Re}(g_0^{\uparrow\downarrow})$  ist der Realteil von  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  (Gleichung 26) und wird im folgenden nur noch als  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  bezeichnet. Unter der Annahme von kleinen Auslenkwinkeln  $\theta_M$  der Magnetisierung im FM, zeitlicher Mittelung der Spinpolarisation und mit  $\vec{M} = (1, \sin \theta_M \cos(\omega t), \sin \theta_M \sin(\omega t))$  kann der Gleichstrom-Anteil der Spinpolarisation ermittelt werden:<sup>102</sup>

$$\left[ \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right] = \omega \sin^2(\theta_M) \vec{e}_x. \quad (29)$$

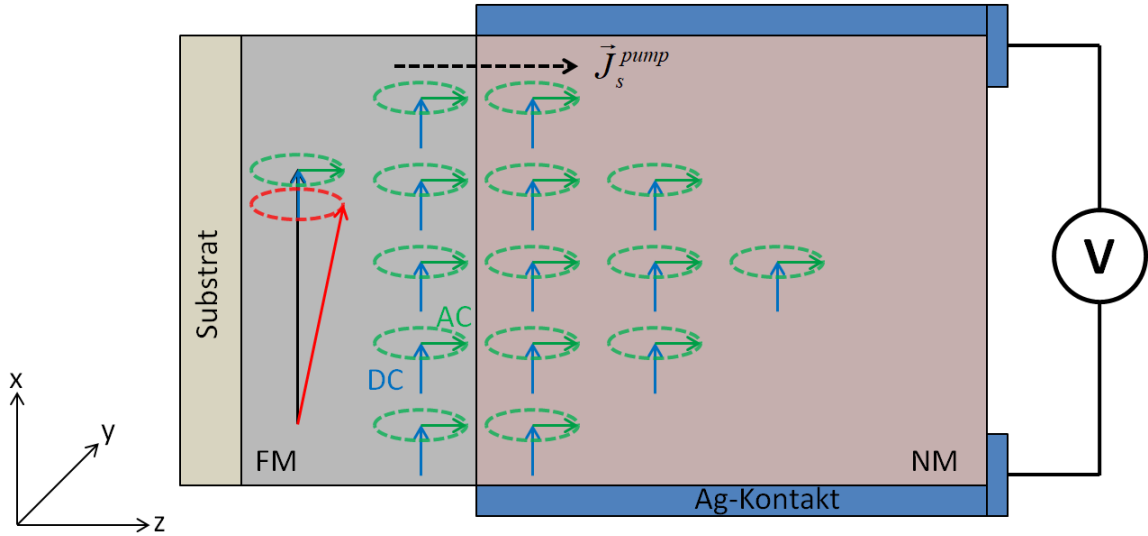
Der Auslenkwinkel  $\theta_M$  der Magnetisierung ist dabei abhängig von der Amplitude  $h_{\text{rf}}$  des Wechselfeldes  $\vec{h}(t)$  und der Linienbreite (Gleichung 18):

$$\theta_M = \frac{b_1}{\Delta H} = \frac{h_{\text{rf}} \gamma}{\alpha \omega}. \quad (30)$$

Es ergibt sich für den Gleichstrom-Anteil der Spinpolarisation  $\vec{J}_s^{\text{DC}}(t)$  an der Grenzfläche in Richtung des NM folgender Ausdruck:<sup>79, 103</sup>

$$|\vec{J}_s^{\text{DC}}(t)| \equiv J_s^{\text{pump}} = \frac{\hbar\omega g_0^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \sin^2 \theta_M. \quad (31)$$

$J_s^{\text{pump}}$  entspricht dem Gleichstrom-Anteil des Spinstroms der vom FM hinein in das NM gepumpt wird. Dies ist in blau in Abb. 9 veranschaulicht. Der in grün dargestellte Wechselstrom-Anteil wird in dieser hier vorliegenden Arbeit vernachlässigt, da er in der verwendeten Messgeometrie nicht detektiert werden kann. Durch Reflexion an der Grenz-



**Abbildung 9:** Die Präzession der Magnetisierung (rot) um das effektive Magnetfeld (schwarz) erzeugt während der FMR eine Spinakkumulation im FM, die durch Diffusion einen Spinstrom  $\vec{J}_s^{\text{pump}}(t)$  generiert. Die Anteile des Spinstroms sind ein Gleichstrom- (DC, blau) und Wechselstrom-Anteil (AC, grün). Der Gleichstrom-Anteil wird durch den ISHE in einen elektrischen Strom umgewandelt (vorgestellt in Kapitel 2.3.3) und kann mittels von zwei Messkontakten in  $y$ -Richtung detektiert werden. Mit den dargestellten Kontakten in  $x$ -Richtung lässt sich der AC-Anteil des Spinstroms messen.

fläche NM1/Vakuum wird ein Spinstrom  $J_s^{\text{rück}}$  erzeugt, der vom NM1 in Richtung des FM fließt. Dadurch wird der primäre Spinstrom-Anteil (Gleichung 31, FM  $\rightarrow$  NM1) reduziert. In Abb. 8 a) ist die Reflexion dargestellt. Der gestrichelt dargestellte Verlauf des zurückfließenden Stroms verändert den Verlauf des Potentials des primären Spinstroms,

wodurch sich ein effektiver Spinstrom-Anteil<sup>100</sup>  $J_{s,0}^{\text{pump}}$  ergibt:

$$J_{s,0}^{\text{pump}} = J_s^{\text{pump}} - J_s^{\text{rück}}. \quad (32)$$

Durch Spin-Flip-Prozesse fällt die Spinakkumulation im NM1 mit der Schichtdicke ab (vgl. Abb. 8), womit sich eine endliche Reichweite im NM1 ergibt, was in Abb. 9 veranschaulicht ist. Die Weglänge, die ein Spinstrom in einem Material fließen kann, ist durch die SDL  $\lambda_{\text{sd}} = \sqrt{\tau_{\text{SF}}\tau_{\text{el}}v_{\text{F}}^2/3}$  ( $\tau_{\text{el}}$ : elastische Streuzzeit der Elektronen,  $v_{\text{F}}$ : Fermi-Geschwindigkeit)<sup>97</sup> charakterisiert. Die SDL beschreibt dabei die Strecke bei der der Spinstrom auf  $1/e$  abgefallen ist. Für Materialien mit einer großen SDL wird bei dünnen Schichten  $d_{\text{NM1}} \ll \lambda_{\text{sd,NM1}}$  der gesamte Spinstrom reflektiert und es ergibt sich ein effektiver Spinstrom-Anteil von  $J_{s,0}^{\text{pump}} \approx 0$ . Nach Harii *et al.*<sup>100</sup> kann der effektive Spinstrom-Anteil in einem Zweilagensystem FM/NM1 wie folgt berechnet werden:

$$J_{s,0}^{\text{pump}} = \frac{\overbrace{J_s^{\text{pump}}}^{\text{Gleichung 31}}}{1 + \beta g_0^{\uparrow\downarrow}}. \quad (33)$$

Der Rückflussfaktor  $\beta$  beschreibt dabei das Verhältnis zwischen dem primären Spinstrom-Anteil  $J_s^{\text{pump}}$  und dem zurückfließenden Spinstrom-Anteil  $J_s^{\text{rück}}$ . Nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> gilt:

$$\beta = \frac{\tau_{\text{SF,NM1}}\delta_{\text{sd,NM1}}/h}{\tanh(d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd,NM1}})}. \quad (34)$$

Dabei entspricht  $\delta_{\text{sd}} = (\mathcal{N}S\lambda_{\text{sd}})^{-1}$  ( $\mathcal{N}$ : Zustandsdichte des jeweiligen Spinzustands im NM,  $S$ : Fläche der FM/NM1-Grenzfläche) dem energetischen Abstand zweier Spinzustände die bei einem Spinflip vorhanden sind und  $h$  dem Plankschem Wirkungsquantum. Mit den Randbedingungen für die Grenzfläche FM/NM1 und dem Übergang von NM1 zum Vakuum:<sup>97</sup>

$$\text{FM zu NM1: } \underbrace{J_{s,0}^{\text{pump}}}_{\text{Gleichung 33}} = -2\mathcal{N}SD \left. \frac{d\mu_{s,0}}{dz} \right|_{z=0} \quad (35)$$

$$\text{NM1 zu Vakuum: } \left. \frac{d\mu_{s,0}}{dz} \right|_{z=d_{\text{NM1}}} = 0 \quad (36)$$

kann Gleichung 21 analytisch gelöst werden. Als Resultat erhält man den Abfall der Spinakkumulation bzw. des in  $z$ -Richtung fließenden Spinstroms  $\vec{J}_s^{\text{pump}} \equiv J_s$  in Ab-

hängigkeit von der Eindringtiefe  $z$  in das NM1<sup>97</sup> und der SDL. Dabei gilt zusätzlich  $\nabla\mu_s \propto J_s$ :

$$\mu_s(z) = \underbrace{\mu_{s,0}}_{\substack{\text{Gleichung} \\ 20}} \frac{\cosh[(z - d_{\text{NM1}})/\lambda_{\text{sd,NM1}}]}{\sinh[d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd,NM1}}]} \quad (37)$$

$$J_s(z) = \underbrace{J_{s,0}^{\text{pump}}}_{\substack{\text{Gleichung} \\ 33}} \frac{\sinh[(z - d_{\text{NM1}})/\lambda_{\text{sd,NM1}}]}{\sinh[d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd,NM1}}]} \quad (38)$$

### 2.3.2 Spin-Mischungsleitfähigkeit

Der erzeugte Spinstrom transportiert ein Drehmoment  $\Delta L = N_s \hbar / 2$  ( $N_s$ : Anzahl an transportierten Spins) hinein in das NM1.<sup>97</sup> Aufgrund der Erhaltung des Drehmoments wirkt ein Drehmoment auf den FM und damit auf die präzedierende Magnetisierung. Nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> führt dies, in einem Zweilagensystem (FM/NM1), zu einer zusätzlichen Dämpfung  $\alpha_{\text{sp}}$ :

$$\alpha_{\text{sp}} = \left[ 1 + g_{0,\text{FM/NM1}}^{\uparrow\downarrow} \frac{\tau_{\text{SF,NM1}} \delta_{\text{sd,NM1}} / h}{\tanh(d_{\text{NM1}} / \lambda_{\text{sd,NM1}})} \right]^{-1} \frac{g_0 \mu_B g_{0,\text{FM/NM1}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi d_{\text{FM}} M_s} \quad (39)$$

mit  $g_0$  als g-Faktor und  $\mu_B$  als Bohrsches Magneton. Für dicke Spinsenken NM1 mit  $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd,NM1}}$  vereinfacht sich Gleichung 39 zu:

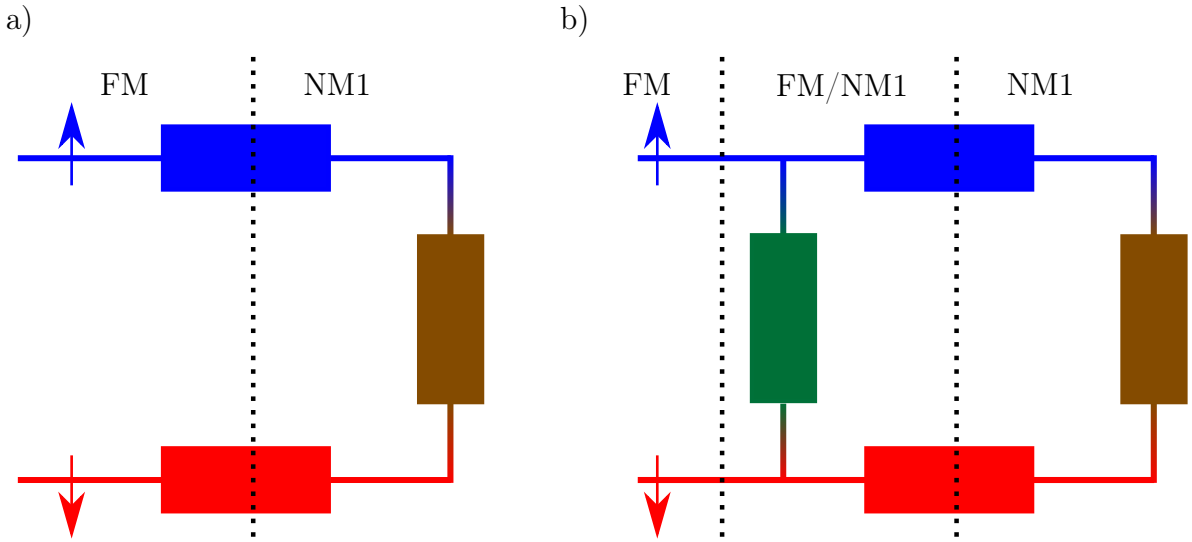
$$\alpha_{\text{sp}} = \frac{g_0 \mu_B g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi d_{\text{FM}} M_s} \quad (40)$$

$$\text{mit: } \frac{1}{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}} = \frac{1}{g_{0,\text{FM/NM1}}^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{g_{s,\text{NM1}}^{\uparrow\downarrow}} \quad (41)$$

$$\text{SMC in NM1: } g_{s,\text{NM1}}^{\uparrow\downarrow} \propto \frac{h}{\tau_{\text{SF,NM1}} \delta_{\text{sd,NM1}}} \propto \frac{\sigma_{\text{NM1}}}{\lambda_{\text{sd,NM1}}} \quad (42)$$

$\sigma_{\text{NM1}}$  ist die elektrische Leitfähigkeit des NM1. Die hier von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> eingeführte effektive SMC  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  berücksichtigt die Leitfähigkeit  $g_{0,\text{FM/NM1}}^{\uparrow\downarrow}$  der Spins an der

Grenzfläche, sowie die SMC  $g_{s,\text{NM1}}^{\uparrow\downarrow}$  in NM1. Die SMC verbindet die beiden Spin-Kanäle und stellt somit ein Maß für den Spin-Flip dar, wobei eine große Spin-Fliprate durch eine große SMC charakterisiert ist. Des Weiteren wird ein Rückfluss des Spinstroms in der effektiven SMC berücksichtigt. Hier sei auf Abb. 10 a) verwiesen, in der modellhaft eine zu Gleichung 41 gehörige Schaltung für ein Zweilagensystem abgebildet ist. Hieraus wird deutlich, dass Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> einen Spin-Flip an der Grenzschicht FM/NM1 nicht berücksichtigen, sondern lediglich von einer Transmission der Spins vom FM in das NM1 ausgehen. Unter dieser Annahme ergibt sich, bei konstanter Sättigungsmagnetisierung und Dicke des FM, eine Sättigung<sup>97</sup> der effektiven SMC  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \propto \sigma_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd,NM1}}$  (im Fall  $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd,NM1}}$ ) und damit einhergehend auch eine Sättigung des erzeugten Spinstroms ( $J_s \propto g_0^{\uparrow\downarrow}$  bzw.  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ , vgl. Gleichung 31). Die Dämpfungserhöhung der in dieser Arbeit



**Abbildung 10:** a) Modell für die effektive SMC in einem Zweilagensystem (FM/NM1) nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> Die Leitfähigkeiten der Spinkanäle  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  an der Grenzschicht sind in Form der blauen und roten Widerstände  $R_0$  dargestellt. Der Spin-Flip ergibt sich durch eine Verbindung der beiden Kanäle (brauner Widerstand). b) Unter Berücksichtigung eines Spin-Flips an der Grenzschicht wird die Schaltung durch einen Spin-Flip-Widerstand (grün) in der Grenzschicht erweitert. Der braune und grüne Widerstand stellen dabei echte Spinnmischungs-Leitfähigkeiten  $g_s^{\uparrow\downarrow}$  (SMC) bzw. Widerstände  $R_s$  dar.

verwendeten Dreilagensysteme (FM/NM1/NM2) kann unter der Berücksichtigung eines Rückflusses des Spinstroms<sup>97</sup> und einem sofortigen Spin-Flip in der zweiten Spinsenke NM2 wie folgt hergeleitet werden. Zunächst ergeben sich die Randbedingungen für

Gleichung 21 zu:<sup>97</sup>

$$\begin{aligned} \text{FM zu NM1: } \underbrace{J_{s,0}^{\text{pump}}}_{\text{Gleichung 33}} &= -2\mathcal{N}SD \frac{d\mu_{s,0}}{dz} \Big|_{z=0} \\ \text{NM1 zu NM2: } J_{s,1}^{\text{pump}} &= -2\mathcal{N}SD \frac{d\mu_{s,1}}{dz} \Big|_{z=d_{\text{NM1}}} . \end{aligned}$$

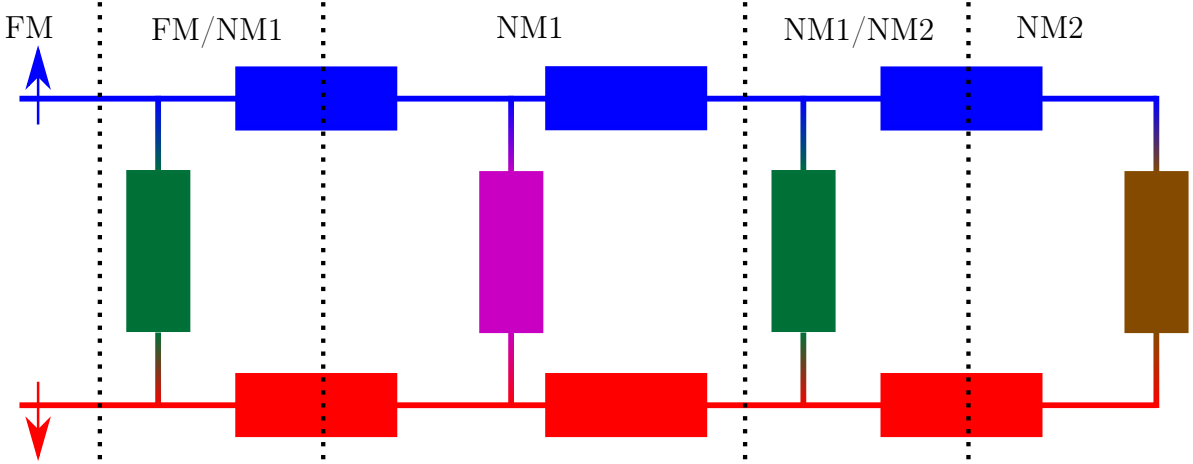
Aufgrund der Spinakkumulation  $\mu_{s,1}$  zwischen NM1 und NM2 (siehe Abb. 8 b)) wird ein Spinstrom-Anteil  $J_{s,1}^{\text{pump}}$  erzeugt, der von NM1 nach NM2 gepumpt wird:

$$J_{s,1}^{\text{pump}} = \frac{g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \mu_{s,1}(z = d_{\text{NM1}}), \quad (43)$$

wobei  $g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow}$  die Spin-Leitfähigkeit der NM1/NM2-Grenzfläche darstellt. Die Lösung für die Dämpfungserhöhung eines FM in einem Dreilagensystem erhält man durch Lösen von Gleichung 21 mit den gegebenen Randbedingungen:<sup>97</sup>

$$\alpha_{\text{sp}} = \left[ 1 + g_{0,\text{FM}/\text{NM1}}^{\uparrow\downarrow} \frac{\tau_{\text{SF},\text{NM1}} \delta_{\text{sd},\text{NM1}}}{h} \right. \\ \left. \frac{1 + \tanh(d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd},\text{NM1}}) g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow} \tau_{\text{SF},\text{NM1}} \delta_{\text{sd},\text{NM1}}/h}{\tanh(d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd},\text{NM1}}) + g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow} \tau_{\text{SF},\text{NM1}} \delta_{\text{sd},\text{NM1}}/h} \right]^{-1} \cdot \frac{g_0 \mu_{\text{B}} g_{0,\text{FM}/\text{NM1}}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi d_{\text{FM}} M_{\text{s}}} . \quad (44)$$

Für  $g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow} = 0$  kann das Dreilagensystem dabei zu einem Zweilagensystem (Gleichung 39) entkoppelt werden, was einer Schicht (NM2) mit unendlich großem Widerstand für die Transmission der Spins an der Grenzschicht (NM1/NM2) entspricht. Der Grenzfall von Gleichung 44 für dicke Zwischenschichten NM1 ( $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd},\text{NM1}}$ ) ist der Grenzfall von Gleichung 39 für eine dicke Spinsenke ( $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd},\text{NM1}}$ ), da bereits in der Zwischenschicht NM1 des Dreilagensystems alle Spins geflippt und zum FM zurückgeflossen sind ( $\mu_s = 0$ ), bevor sie die Spinsenke NM2 erreichen (vergleichbar mit einem Zweilagensystem mit einer dicken Spinsenke NM1). Hier gilt analog zum Zweilagensystem Gleichung 40 zur Berechnung der effektiven SMC, jedoch wird Gleichung 41 im Falle eines unendlich großen Spin-Flips in der Spinsenke NM2, um  $1/g_{0,\text{NM1}/\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow}$  erweitert. Dieser Grenzfall und der damit einhergehende Übergang der Dämpfung bzw. SMC von einem Dreilagen- zu einem Zweilagensystem wurde von Mizukami *et al.* (zusammengefasst in der Arbeit von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup>) an Py/Cu( $d_{\text{Cu}}$ ) und Py/Cu( $d_{\text{Cu}}$ )/Pt nachgewiesen. Aus Gleichung 44 ergeben sich zwei sich unterscheidende Fälle. Im ersten Fall, ergibt



**Abbildung 11:** Modell für die effektive SMC in einem Dreilagensystem. Blaue und rote Widerstände stellen die Schicht- und Grenzflächenwiderstände analog zu  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  dar. Die in grün (Grenzschichten), lila (NM1) und braun (NM2) dargestellten Widerstände veranschaulichen die SMC  $g_s^{\uparrow\downarrow}$ . NM1 aus Abb. 10 ist hier NM2, da bei den untersuchten Systemen eine weitere Schicht zwischen den FM und eine Spinsenke deponiert wurde.

sich für  $g_{0,NM1/NM2}^{\uparrow\downarrow} > \frac{h}{\tau_{SF,NM1}\delta_{sd,NM1}}$  ein Abfall der zusätzlichen Dämpfung  $\alpha_{sp}$ , da zum einen die Grenzfläche NM1/NM2 als ideal, mit einer hohen Spin-Leitfähigkeit betrachtet werden kann und zum anderen der Spin-Flip in NM1 sehr klein und der Spin-Flip in NM2 sehr groß ist. Dies konnte für FM/NM1/Pt-Systeme<sup>20,97</sup> bereits nachgewiesen werden. Der zweite Fall ergibt einen Anstieg der zusätzlichen Dämpfung im Falle von  $g_{0,NM1/NM2}^{\uparrow\downarrow} < \frac{h}{\tau_{SF,NM1}\delta_{sd,NM1}}$ , wo zum einen eine Grenzfläche NM1/NM2 mit einer geringen Spin-Leitfähigkeit in dem Dreilagensystem angenommen wird und zum anderen der Spin-Flip in NM1, im Vergleich zu NM2, sehr groß ist.

Die im Folgenden geführten Überlegungen gelten für Systeme die in ihrer Materialzusammensetzung nicht verändert bzw. für die keine zusätzlichen Schichten hinzugefügt oder weggenommen werden. Der Grund für diese Bedingung wird am Ende dieses Abschnitts ausführlich diskutiert. Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt gilt das von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> eingeführte Modell und die dazugehörigen Gleichungen für Systeme ohne Spin-Flip am Interface. Jedoch konnte unter anderem von Rojas-Sánchez *et al.*<sup>104</sup> gezeigt werden, dass durch Streuung an der Grenzschicht die Spins flippen. Dies wird als Spin-Gedächtnisverlust (Spin Memory Loss, SML) bezeichnet. Aufgrund dessen muss das von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> erstellte Modell um einen weiteren Spin-Mischungswiderstand (SMW)  $R_s$  bzw. SMC  $g_s^{\uparrow\downarrow}$  ( $R_s^{-1} \propto g_s^{\uparrow\downarrow}$ ) in der Grenzschicht erweitert werden. Dies ist in Abb. 10 b) für ein Zweilagensystem und in Abb. 11 für ein Dreilagensystem dargestellt.



Somit ergibt sich für die effektive SMC folgender Zusammenhang für Zweilagigen- bzw. Dreilagensysteme:

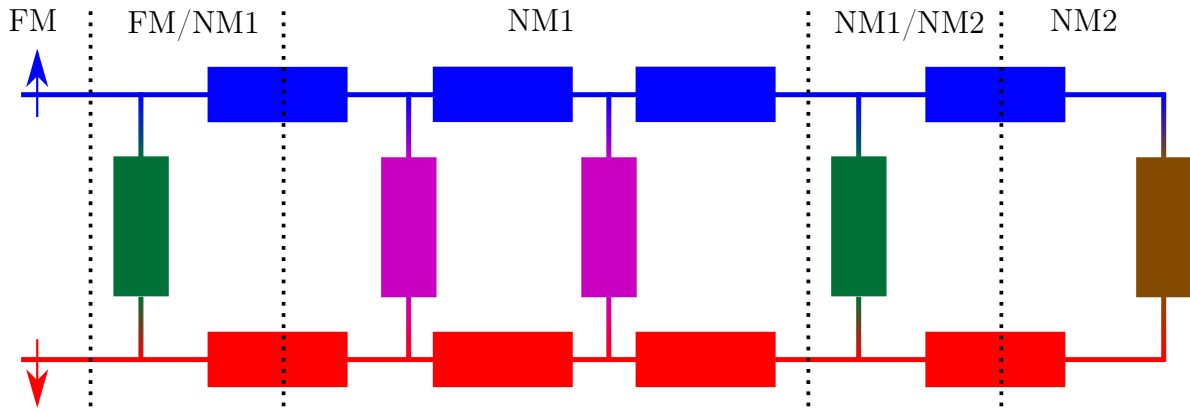
$$\text{Nach Tserkovnyak } et al.^{97} : \alpha_{sp} = \frac{g_0 \mu_B g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi d_{FM} M_s}$$

$$\text{Zweilagensystem : } g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = g_{s,FM/NM1}^{\uparrow\downarrow} + \left( \frac{1}{g_{0,FM/NM1}^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{g_{s,NM1}^{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1}$$

$$\begin{aligned} \text{Dreilagensystem : } g_{eff}^{\uparrow\downarrow} &= g_{s,FM/NM1}^{\uparrow\downarrow} \\ &+ \frac{1}{\frac{1}{g_{0,FM/NM1}^{\uparrow\downarrow}} + \left( g_{s,NM1}^{\uparrow\downarrow} + \frac{1}{\frac{1}{\frac{1}{g_{0,NM1}^{\uparrow\downarrow}} + \left( g_{s,NM1/NM2}^{\uparrow\downarrow} + \frac{1}{\frac{1}{g_{0,NM1/NM2}^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{g_{s,NM2}^{\uparrow\downarrow}} \right)^{-1}} \right)^{-1}} \end{aligned}$$

Die hier diskutierte effektive SMC  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  (vgl. Gleichung 41) steht für den Gesamt-Spinwiderstand  $R_{sd}$  des Spinstroms ( $R_{sd}^{-1} \propto g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ ) der sich aus den Teilwiderständen der jeweiligen Grenzschichten und Schichten der gesamten Heterostruktur zusammen setzt und ist, wie bereits erwähnt, ein Maß für die Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit im gesamten System. Eine Unterscheidung zwischen den Grenzschicht- und Schicht-Widerständen ist nach Du *et al.*<sup>16</sup> möglich, falls der Sharvin-Widerstand der Spinsenke bekannt ist. Es ist zu beachten, dass die folgenden Diskussionen Systeme behandeln, bei denen zwischen dem FM und einer Spinsenke (FM/NM1 z.B. LSMO/SRO) ein weiteres Material deponiert wird, womit ein Dreilagensystem FM/NM1/NM2 entsteht. Jedoch entspricht NM2 des Dreilagensystems (z.B. LSMO/LNO/SRO) dem NM1 im Zweilagensystem. Es handelt sich bei den in Abb. 10 b) und 11 dargestellten Schaltungen um ein Ersatzschaltbild für den Fluss eines Spinstroms, welches analog zu einem Schaltbild für einen Ladungsstrom gesehen werden kann. Die Spannungsquelle stellt hier die Spinakkumulation im FM dar. Der sich ergebende Spinstrom fließt, wie bereits diskutiert, als  $\uparrow$ -Strom in das NM1 hinein und fließt als  $\downarrow$ -Strom zurück zum FM. Zur Vereinfachung der Diskussion werden im Folgenden die Spin-Leitfähigkeiten ( $R_0^{-1} \propto g_0^{\uparrow\downarrow}$ ) und die SMC ( $R_s^{-1} \propto g_s^{\uparrow\downarrow}$ ) als Widerstand, analog zu einem Ladungsstrom betrachtet. In Abb. 11 ist zu sehen, dass die effektive SMC sich aus mehreren Parallelschaltungen von jeweils drei in Reihe geschalteten Spinwiderständen zusammensetzt. Dabei stellen die in blau und rot abgebildeten Widerstände die Spinwiderstände des  $\uparrow$ -Kanals bzw.  $\downarrow$ -Kanals, sowohl in der Grenz-

schicht als auch in der jeweiligen Schicht dar. Sie können analog zu der Spin-Leitfähigkeit  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  betrachtet werden. Die in grün, braun bzw. lila dargestellten SMW verbinden die beiden Spinkanäle (Spin-Flip-Kanal) und entsprechen der eigentlichen SMC  $g_s^{\uparrow\downarrow}$ . Im Ver-



**Abbildung 12:** Bei der Vergrößerung der NM1-Schichtdicke werden  $n$  weitere Parallelschaltungen in das Modell hinzugefügt.

gleich zu dem Modell von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> wurde das Modell um den SMW in der Grenzschicht (grün) erweitert, um den SML zu berücksichtigen. Das Einbringen einer Zwischenschicht zwischen FM/NM1 ist mit dem braunen Widerstand in der Abbildung verdeutlicht, der im Zweilagensystem (vgl. Abb. 10 b)) als NM1 und im Dreilagensystem als NM2 betrachtet wird. Bei einer Vergrößerung der Schichtdicke einer beliebigen Schicht im Zweilagensystem oder Dreilagensystem, erfolgt ein kontinuierliches Zuschalten von  $n$  weiteren Parallelschaltungen, was in Abb. 12 beispielhaft für eine Vergrößerung der NM1-Schicht in einem Dreilagensystem veranschaulicht ist.

In den in dieser Arbeit verwendeten Schichtsystemen wurden die Schichtdicken der Spinsenken (NM1 im Zweilagensystem und NM2 im Dreilagensystem) konstant gelassen, wodurch sich ein konstanter effektiver Widerstand in dem dargestellten Ersatzschaltbild (brauner SMW) ergibt. Durch den Flip der Spins in der jeweiligen Schicht nähern sich die chemischen Potentiale (vgl. Abb. 8) mit größerer Eindringtiefe an, was analog zu einem Spannungsabfall an einem Widerstand (grün, lila und braun in Abb. 12) für einen Ladungsstrom verstanden werden kann. Die sich ergebenden Gesamtwiderstände der Ersatzschaltungen für eine Schichtdicke von  $n = 0$  (Zweilagensystem, Abb. 10 b)) bzw.  $n = 1$

(Dreilagensystem, Abb. 11) Parallelschaltungen ergibt sich (mit  $R_{0\uparrow} = R_{0\downarrow} \hat{=} 2R_0$ ) zu:

$$\begin{aligned} \text{Zweilagensystem: } \frac{1}{R_{\text{sd}}} &= \frac{1}{R_{\text{s,FM/NM1}}} + \frac{1}{2R_{0,\text{FM/NM1}} + R_{\text{s,NM1}}} \\ \text{Dreilagensystem: } \frac{1}{R_{\text{sd}}} &= \frac{1}{R_{\text{s,FM/NM1}}} \\ &+ \frac{1}{2R_{0,\text{FM/NM1}} + \left( \frac{1}{R_{\text{s,NM1}}} + \frac{1}{2R_{0,\text{NM1}} + \left( \frac{1}{R_{\text{s,NM1/NM2}}} + \frac{1}{2R_{0,\text{NM1/NM2}} + R_{\text{s,NM2}}} \right)^{-1}} \right)^{-1}} \end{aligned}$$

Für eine weitere Vergrößerung der Schichtdicke ergibt sich der Gesamt-Spinwiderstand durch rekursives Einsetzen der hinzukommenden Parallelschaltung. Anhand der Gleichungen ergeben sich zwei sich unterscheidende Fälle für den Verlauf des Gesamt-Spinwiderstands  $R_{\text{sd}}$  mit sich ändernder NM1-Zwischenschichtdicke. Der erste Fall entsteht im Grenzfall dicker Zwischenschichtdicken für  $R_{\text{s,NM2}} < \lim_{n \rightarrow \infty} R_{\text{sd}}$ . Hier erfolgt ein Anstieg des Gesamt-Spinwiderstands beim Übergang von einem Zweilagensystem zu einem Dreilagensystem, aufgrund einer sehr großen SMC  $g_{s,\text{NM2}}^{\uparrow\downarrow}$  und es gilt:

$$R_{\text{sd,FM/NM1}} < R_{\text{sd,FM/NM1/NM2}}. \quad (45)$$

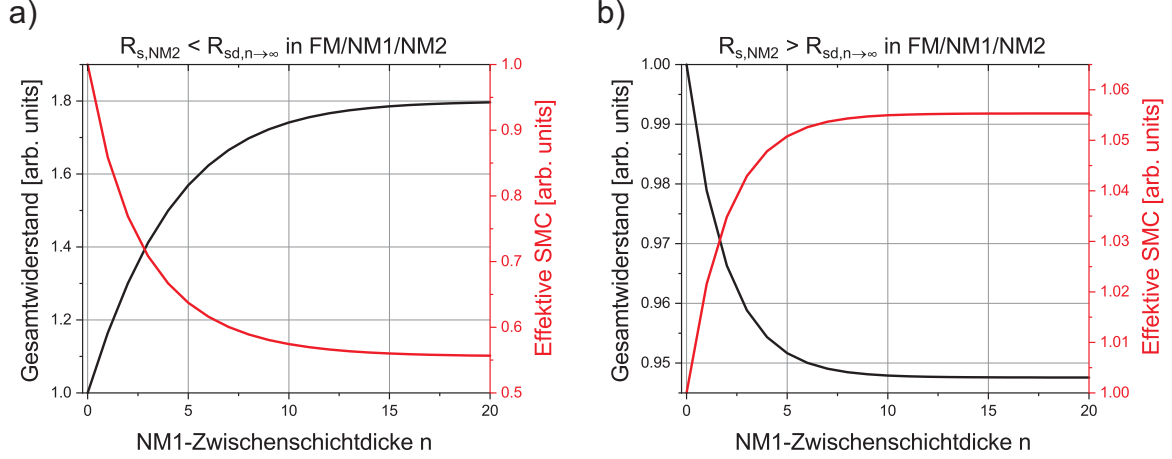
Dieses Verhalten ist in Abb. 13 a) abgebildet. Mit steigendem Widerstand sinkt der erzeugte Strom in der Schaltung, der analog zur effektiven SMC des gesamten Schichtsystems gesehen werden kann. Des Weiteren ist eine Sättigung des Gesamt-Spinwiderstands und der effektiven SMC zu sehen, was sowohl mit den Überlegungen zu dem Übergang der Dämpfung von einem Dreilagensystem zu einem Zweilagensystem für  $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd,NM1}}$  als auch mit dem Abfall von  $\alpha_{\text{sp}}$  im Falle von  $g_{0,\text{NM1/NM2}}^{\uparrow\downarrow} > \frac{h}{7\tau_{\text{SF,NM1}}\delta_{\text{sd,NM1}}}$  nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> übereinstimmt. Ein Beispiel für dieses System ist YIG/Pt und YIG/Cu( $d_{\text{Cu}}$ )/Pt, an dem von Du *et al.*<sup>16</sup> ein Abfall der effektiven SMC mit der Vergrößerung der Cu-Schichtdicke gezeigt werden konnte.

Der zweite Fall beschreibt eine Verkleinerung des Gesamt-Spinwiderstands und damit einhergehend eine Vergrößerung der effektiven SMC (vgl. Abb. 13 b)), beim Übergang von einem Zweilagensystem zu einem Dreilagensystem, für den Grenzfall  $R_{\text{s,NM2}} > \lim_{n \rightarrow \infty} R_{\text{sd}}$ , was ebenfalls bereits durch die Erhöhung der zusätzlichen Dämpfung im Falle von

$g_{0,NM1/NM2}^{\uparrow\downarrow} < \frac{h}{\tau_{SF,NM1}\delta_{sd,NM1}}$  diskutiert wurde. Hier ist  $g_{s,NM2}^{\uparrow\downarrow}$  sehr klein:

$$R_{sd,FM/NM1} > R_{sd,FM/NM1/NM2}. \quad (46)$$

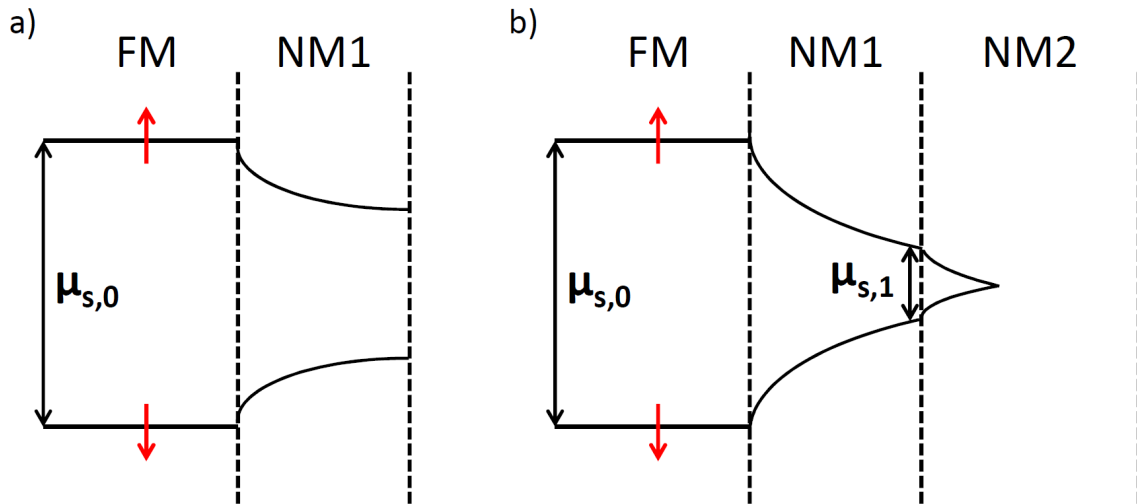
Du *et al.*<sup>16</sup> konnten dies für das System YIG/W bzw. YIG/Cu( $d_{Cu}$ )/W nachweisen. Ein weiteres Beispiel<sup>20</sup> ist Py/Ta und Py/Cu( $d_{Cu}$ )/Ta. Vollständiger Weise ergibt sich für



**Abbildung 13:** a) Für  $R_{s,NM2} < \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd}$  ergibt sich ein Abfall des Gesamtstrom bzw. der effektiven SMC in dem simulierten Dreilagensystem. b) Für  $R_{s,NM2} > \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd}$  ergibt sich ein Anstieg der effektiven SMC.

den Fall von  $R_{s,NM2} = \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd}$  ein nahezu konstanter Verlauf des Widerstandes und des erzeugten Stroms in dem untersuchten System. Jedoch kann dieser Fall nur schwer erreicht werden, da bereits kleine Abweichungen von der hier gestellten Bedingung zu dem in Abb. 13 a) und b) abgebildeten Verhalten führen. Es ist zu beachten, dass der Gesamt-Spinwiderstand  $\lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd}$  nur von den Spinwiderständen  $R_0$  (blau und rot in Abb. 11) und den SMW  $R_s$  (grün und lila) der Zwischenschicht NM1 und der Grenzschichten abhängt, jedoch nahezu unabhängig vom SMW der Spinsenke NM2 ist.

Die hier vorgestellten Fälle berücksichtigen jedoch nicht, dass die SMW in NM1 und NM2 in direkter Abhängigkeit voneinander stehen, was der Grund für die Bedingung ist, dass die Schichtzusammensetzung der betrachteten Systeme nicht geändert werden darf. Die Abhängigkeit der SMW bzw. der SMC in den betrachteten Schichten resultiert in einem sich ändernden Spannungsabfall an den jeweiligen Spin-Mischungswiderständen bei sich änderndem SMW in NM2. Ebenso ergibt sich durch das Hinzufügen von NM2 zu einem FM/NM1-Zweilagensystem ein sich ändernder Spannungsabfall in NM1. Dies

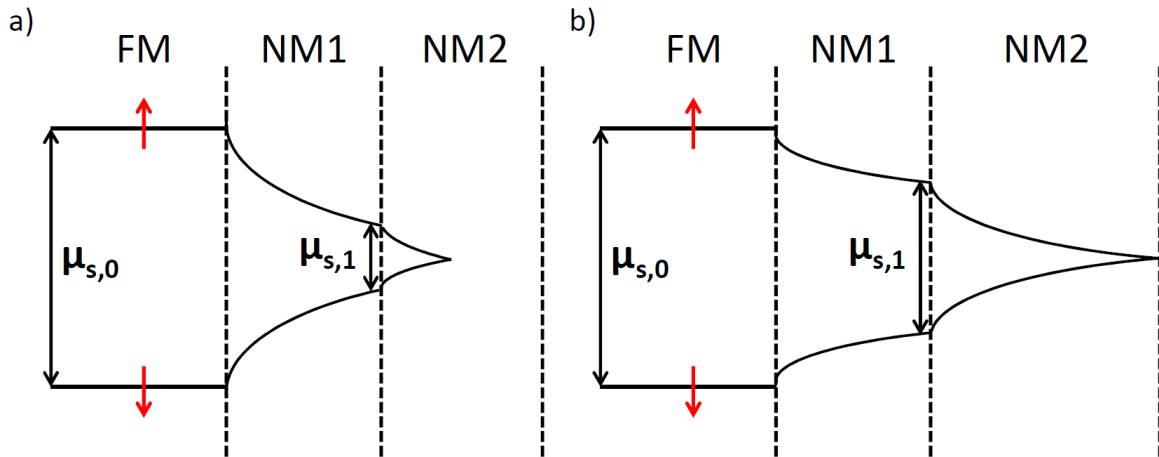


**Abbildung 14:** a) Abfall der Spinakkumulation in einem Zweilagensystem FM/NM1.  
b) Durch das Hinzufügen von NM2 fällt die Spinakkumulation in NM1 schneller ab.

wurde theoretisch mittels der Software *LTspice*<sup>105</sup> ermittelt. Die sich dadurch verändernden chemischen Potentiale sind für den Übergang von einem Zweilagensystem zu einem Dreilagensystem in Abb. 14 und in Abb. 15 für ein sich änderndes SMW in NM2 veranschaulicht. Wie in Abb. 14 zu sehen ergibt sich, durch das Hinzufügen von NM2 zu dem vorhandenen Zweilagensystem, ein stärkerer Abfall der Spinakkumulation in NM1 was mit einem sich effektiv verkleinernden SMW in NM1 einhergeht. Dies resultiert in einer effektiven Vergrößerung der SMC für NM1. Anhand von Abb. 15 zeigt sich, dass auch Dreilagensysteme, mit gleichem NM1 jedoch unterschiedlichen NM2 nur bedingt miteinander verglichen werden können.

Im Falle eines Materials NM2 mit einem kleinen SMW ergibt sich, dass die Spinakkumulation in NM1 schneller abfällt, was in direktem Zusammenhang mit einer Vergrößerung des Spin-Flips steht. Damit einher geht eine effektive Verkleinerung des SMW in NM1. Für einen großen SMW in NM2 ergibt sich ein schwacher Abfall der Spinakkumulation in NM1 aufgrund einer effektiven Vergrößerung des SMW in NM1. Hier ist durch die geringe Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit in NM2 die Eindringtiefe des Spinstroms in NM2 erhöht.

Anhand der hier vorgestellten Rechnungen und dem Vergleich zur Theorie von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> kann gezeigt werden, dass die effektive SMC  $R_{sd}^{-1} \propto g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  in der Tat als eine Schaltung aus  $R_s^{-1} \propto g_s^{\uparrow\downarrow}$  und  $R_0^{-1} \propto g_0^{\uparrow\downarrow}$  Widerständen dargestellt werden kann, wobei



**Abbildung 15:** a) Starker Abfall der Spinakkumulation in NM1 durch einen verkleinerten SMW in NM2 b) Durch einen großen SMW in NM2 verkleinert sich der Abfall der Spinakkumulation in NM2.

bei den hier geführten theoretischen Überlegungen der SML zusätzlich berücksichtigt wurde.

### 2.3.3 Inverser Spin-Hall Effekt

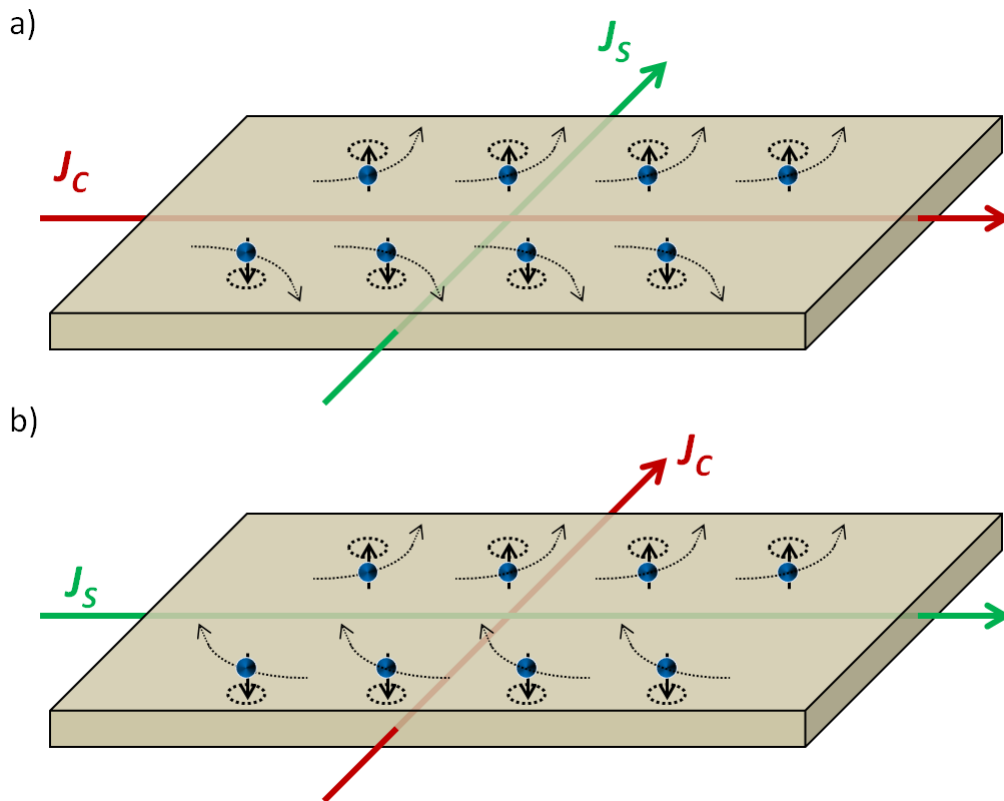
Durch die Lorentzkraft kann eine bewegte Ladung in einem zur ihrer Bewegung senkrechten Magnetfeld abgelenkt werden. Dies wird als Hall-Effekt bezeichnet und wurde bereits 1879 von E. H. Hall beschrieben.<sup>106</sup> Der anomale Hall-Effekt kann aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung auch ohne externes Magnetfeld in einem Ferromagneten beobachtet werden. Dabei vergrößert sich die Ablenkung der Elektronen durch einen Anstieg der Magnetisierung des Ferromagneten.<sup>107,108</sup> Dieser Effekt kann anhand der Messungen von Wahler *et al.*<sup>66</sup> für LSMO ausgeschlossen werden. Beide hier kurz vorgestellten Effekte sind spinunabhängig.

Zusätzlich zu den beiden erwähnten Effekten existieren zwei spinabhängige Effekte. Werden in einem Ladungsstrom  $J_C$  die Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Spinorientierung in unterschiedliche Richtungen gestreut, wird der ursprüngliche Ladungsstrom in einen zum Ladungsstrom senkrecht fließenden Spinstrom umgewandelt, was als Spin-Hall Effekt bezeichnet wird.<sup>109,110</sup> Beim umgekehrten Prozess, dem ISHE, wird aus einem fließenden Spinstrom ein senkrecht dazu fließender Ladungsstrom erzeugt, da die entgegengesetzt fließenden Spinorientierungen zur gleichen Seite der Schicht gestreut werden.

Hier gilt:<sup>111,112</sup>

$$\vec{J}_s \propto \vec{s} \times \vec{J}_C,$$

wobei  $\vec{s}$  die Spinorientierung der  $\uparrow$ - bzw.  $\downarrow$ -Elektronen darstellt. Beide Effekte sind in Abb. 16 veranschaulicht. Der generierte Ladungsstrom beim ISHE kann durch ein Anreichern der Elektronen auf einer Seite der Probe und der damit entstehenden Potentialdifferenz verstanden bzw. detektiert werden. Für die Streuung können sowohl intrinsische, als auch extrinsische Mechanismen verantwortlich sein. Die Ursache für die beiden



**Abbildung 16:** a) Spin-Hall Effekt: Aus einem Ladungsstrom  $J_C$  (rot) wird durch intrinsische und extrinsische Effekte ein Spinstrom  $J_S$  (grün) erzeugt. b) ISHE: Der Spinstrom wird in einen Ladungsstrom umgewandelt.<sup>113</sup>

extrinsischen Effekte, Skew-Scattering und Side-Jump, ist die Mott-Streuung im NM. Beim Skew-Scattering (asymmetrische Streuung) werden die  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen, in unterschiedliche Richtungen an einem kugelsymmetrischen Potential gestreut.<sup>114–116</sup> Die Potentiale sind meist Störstellen oder Defekte im NM. Nach Crépieux *et al.*<sup>108</sup> werden die Elektronen pro Streuprozess um  $10^{-2}$  rad abgelenkt. Der Side-Jump<sup>108,117–119</sup> wird in

der Arbeit von Vignale<sup>116</sup> genauer beschrieben. Bildlich kann man sich den Side-Jump als einen räumlichen Versatz der Bewegung des Elektrons vorstellen. Die Streuzentren sind wie beim Skew-Scattering, Defekte im NM.  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen werden analog zum Skew-Scattering in unterschiedliche Richtungen gestreut, wodurch sich auch hier eine Aufspaltung der beiden Spinarten ergibt.<sup>120</sup> Die freie Weglänge der Elektronen bestimmt dabei, welcher der beiden vorgestellten Prozesse den Streuprozess dominiert. Bei kleinen SDL (wie in Pt<sup>116</sup>) dominiert der Side-Jump-Prozess.

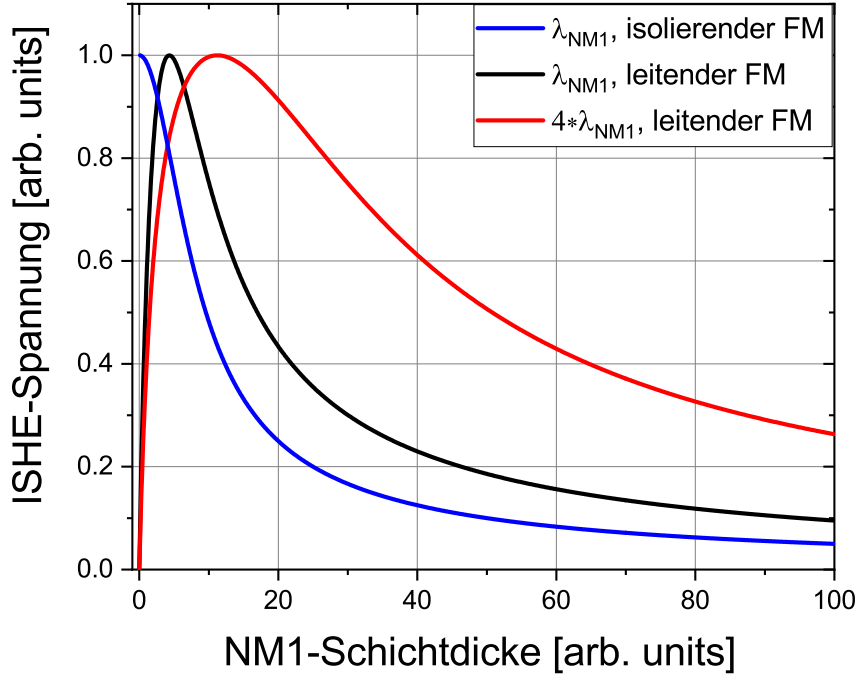
Der intrinsische Anteil des ISHE entsteht aufgrund der Rashba Spin-Bahn-Kopplung<sup>121</sup> im NM. Hier sind jedoch im Gegensatz zu den extrinsischen Effekten keine Defekte im NM nötig. Beschrieben wird der intrinsische Anteil von Sato *et al.*<sup>122</sup> durch die semiklassische Boltzmann-Näherung für Elektronen in einem elektrischen Feld. Hier entsteht durch die Berry-Krümmung<sup>123</sup> ein zur Gruppengeschwindigkeit zusätzlicher Term, welcher senkrecht auf dem E-Feld steht, für die Geschwindigkeit der Elektronenwellenfunktion.<sup>121</sup> Für  $\uparrow$ - bzw.  $\downarrow$ -Elektronen ergeben sich unterschiedliche Richtungen für die Berry-Krümmung, womit die Spins in jeweils unterschiedliche Richtung gestreut werden.<sup>121</sup> Der intrinsische Anteil führt unter anderem in Pt zu einem großen ISHE.<sup>124</sup>

Die im NM1 (Zweilagensystem FM/NM1) erzeugte Spannung ergibt sich nach Ando *et al.*<sup>125,126</sup> zu:

$$U_{0,\text{ISHE}} = \underbrace{J_{s,0}^{\text{pump}}}_{\substack{\text{Gleichung} \\ 33}} \frac{b_{\text{FM}} \eta_{\text{NM1}} \lambda_{\text{sd,NM1}}}{d_{\text{NM1}} \sigma_{\text{NM1}} + d_{\text{FM}} \sigma_{\text{FM}}} \tanh\left(\frac{d_{\text{NM1}}}{2\lambda_{\text{sd,NM1}}}\right) \left(\frac{2e}{\hbar}\right). \quad (47)$$

$b$  ist hier die Breite der untersuchten Probe und  $\sigma$  die elektrischen Leitfähigkeiten des FM bzw. des NM.  $\eta$  stellt den materialspezifischen Spin-Hall-Winkel dar. Dieser beinhaltet die Spin-Hall-Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{SH}}$ , die von den beschriebenen Streumechanismen abhängig ist und beschreibt die Effizienz der Umwandlung von Spin- zu Ladungsstrom.<sup>79,127</sup> In Abb. 17 ist das schichtdickenabhängige (NM1) Verhalten für ein Zweilagensystem FM/NM1 mit zwei unterschiedlichen SDL dargestellt. Anhand der Abb. 17 und Gleichung 47 ist zu erkennen, dass für einen leitenden FM die Spannung zunächst mit dicker werdender Schicht ansteigt und ein Maximum in Abhängigkeit von der SDL erreicht wird. Dies ist mit der endlichen Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{FM}} \neq 0$  des FM zu erklären, da dieser für ein dünnes NM1 ( $d_{\text{NM1}} \rightarrow 0$ ) das Zweilagensystem kurz schließt, womit der gesamte Strom nur innerhalb des FM fließt. Durch Vergrößerung der NM1-Schichtdicke steigt die SMC und der Spinstrom aufgrund der erhöhten Spin-Flip-Möglichkeit an, womit auch der ISHE-Strom bzw. die ISHE-Spannung ansteigt. Mit der sich vergrößernden Schicht-



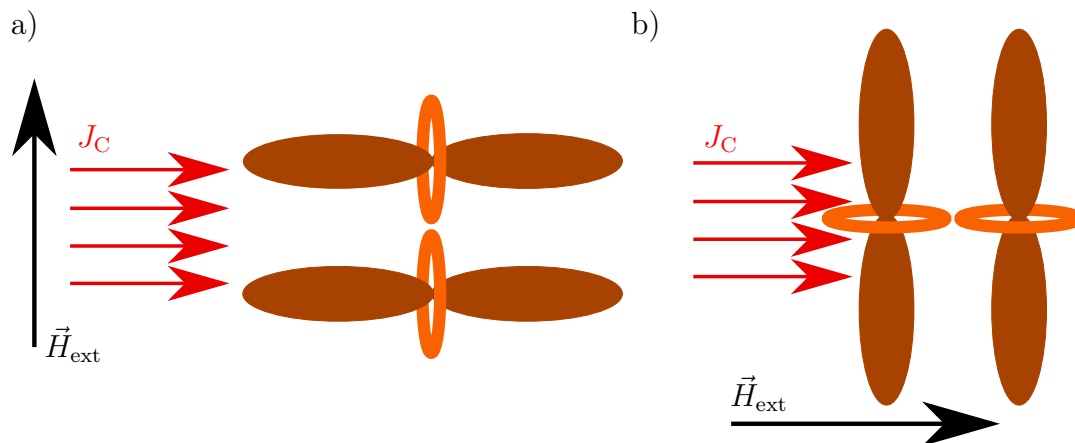


**Abbildung 17:** Schichtdickenabhängigkeit der ISHE-Spannung für ein Zweilagensystem aus einem leitenden FM und einem NM1 mit einer SDL  $\lambda_{\text{sd,NM1}}$  (schwarz) und mit einer größeren SDL  $4 \cdot \lambda_{\text{sd,NM1}}$  (rot). Für einen isolierenden FM (blau) ergibt sich kein Anstieg der ISHE-Spannung.

dicke steig auch die Leitfähigkeit des Materials an ( $d_{\text{NM1}} \cdot \sigma_{\text{NM1}}$ ), womit der sich an das Maximum anschließende Abfall erklärbar ist, da hier die Leitfähigkeit, im Gegensatz zum Spinstrom, weiter ansteigt. Die Überlagerung aus dem Anstieg des Spinstroms und der sich ändernden Leitfähigkeit des NM ergibt den in Abb.17 gezeigten Verlauf. Für einen isolierenden FM ( $\sigma_{\text{FM}} = 0$ ) entfällt der Anstieg der ISHE-Spannung, da der gesamte Strom im NM fließt. Die Verschiebung des Maximums ist abhängig von der SDL in NM1, da für größere SDL die Sättigung des Spinstroms erst für dickere NM1-Schichten erreicht wird. Dies ist in Abb.17 in rot für ein Zweilagensystem aus einem leitenden FM und einem NM1 mit einer vergrößerten SDL von  $4 \cdot \lambda_{\text{sd,NM1}}$  abgebildet. In einem Dreilagensystem (FM/NM1/NM2) mit zwei Spinsenken ergibt sich die ISHE-Spannung aus einer Überlagerung der einzelnen in NM1 und NM2 erzeugten Spannungen. Eine Herleitung der genauen Gleichung zur Berechnung der ISHE-Spannung in einem Dreilagensystem ist in der Arbeit vor Harii *et al.*<sup>100</sup> gegeben.

## 2.4 Anisotroper Magnetwiderstand und dessen Einfluss auf den ISHE

Der AMR wurde erstmals 1857 von Thomson beschrieben.<sup>128</sup> Der Effekt beschreibt die Abhängigkeit des Widerstands eines Ferromagneten von der Ausrichtung seiner Magnetisierung. Die folgenden Erläuterungen zum AMR-Effekt werden an einem  $3d_{z^2}$ -Orbital diskutiert. Durch die Spin-Bahn-Kopplung in metallischen 3d-Ferromagneten, werden die Elektronen anisotrop gestreut,<sup>129</sup> wodurch sich eine stärkere Streuung bei paralleler oder senkrechter Ausrichtung von Strom und Magnetisierung bzw. externem Magnetfeld ergibt.<sup>130,131</sup> Hierbei ist es vom Material selbst abhängig ob bei senkrechter oder paralleler Ausrichtung die Streuung maximal ist. Für das Beispiel der  $3d_{z^2}$ -Elektronen ergibt sich die maximale Streuung bei einer parallelen Ausrichtung von Strom und dem externen Magnetfeld. Dies ist in Abb.18 schematisch abgebildet. Die Verteilung der



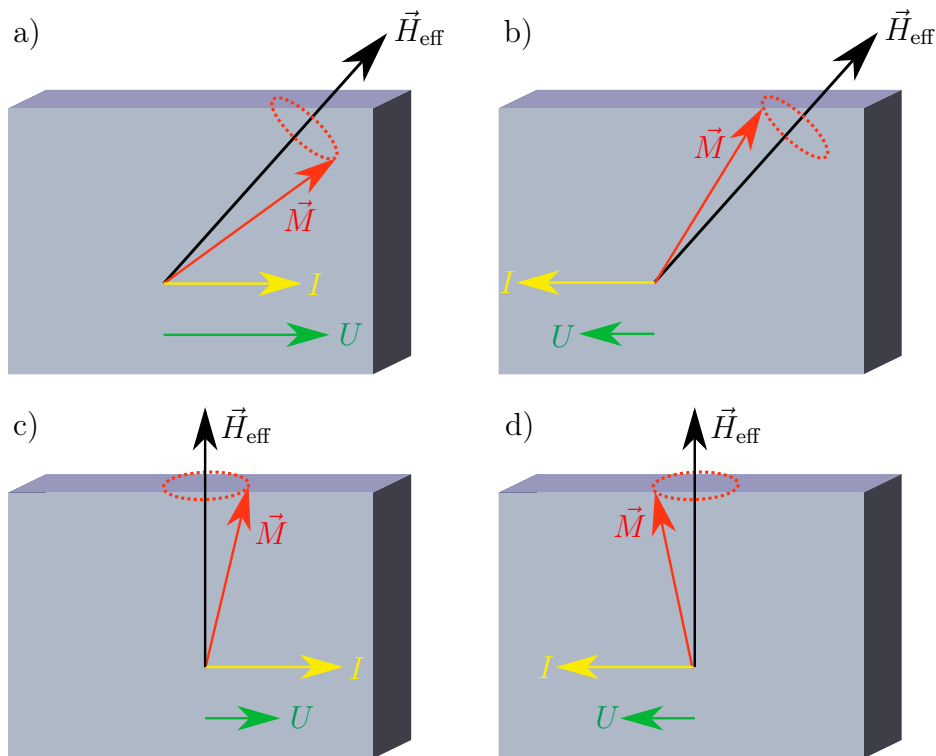
**Abbildung 18:** Ausrichtung der Ladungsverteilung (braun) senkrecht zum externen Magnetfeld. a) Kleiner elektrischer Widerstand durch einen verringerten Streuquerschnitt. b) Großer elektrischer Widerstand durch erhöhte Streuung der Elektronen an der Ladungsverteilung.

Ladung richtet sich dabei, wie in der Abbildung dargestellt, senkrecht zum externen Magnetfeld aus. Im Falle einer senkrechten Ausrichtung von Ladungsstrom und externem Magnetfeld ergibt sich, wie in Abb. 18 a) dargestellt, ein kleinerer Streuquerschnitt der Elektronen des Ladungsstroms mit der Ladungsverteilung der Atome des FM. Hier ergibt sich ein kleinerer Widerstand für den Ladungsstrom. Für eine parallele Ausrichtung von Ladungsstrom und externem Magnetfeld ergibt sich ein großer Widerstand aufgrund des höheren Streuquerschnittes, wie in Abb.18 b) abgebildet ist.<sup>132</sup> Für den

elektrischen Widerstand ergibt sich folgender Zusammenhang:<sup>133</sup>

$$R(\beta) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cos^2 \beta, \quad (48)$$

mit  $\beta$  als Winkel zwischen Magnetisierung und Strom. Genaueres zur Entstehung des AMR-Effekts durch das Streuverhalten der Elektronen kann in den Arbeiten von Smit,<sup>129</sup> McGuire<sup>130</sup> und O'Handley<sup>131</sup> nachgelesen werden.



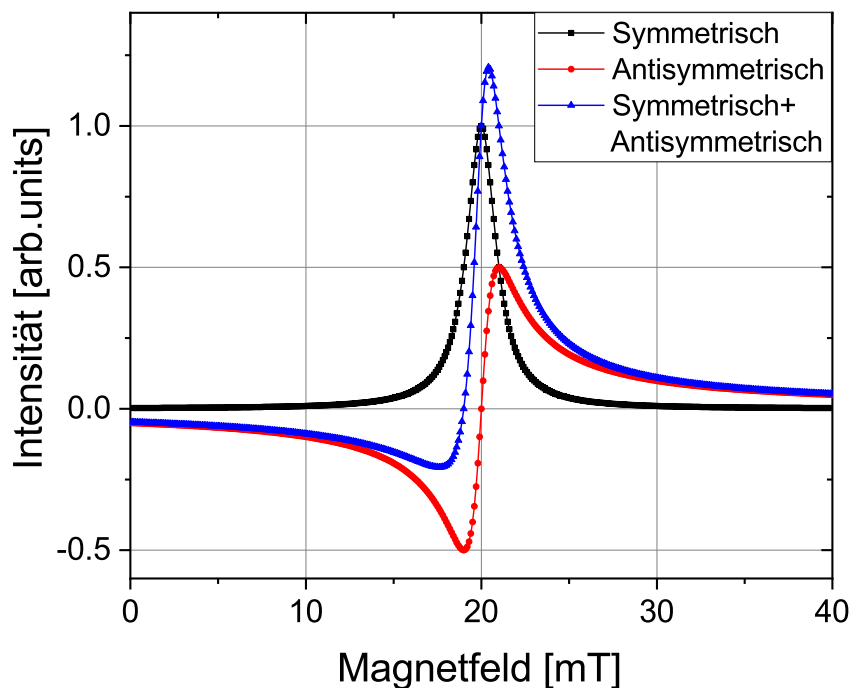
**Abbildung 19:** Bildliche Darstellung der Entstehung der AMR-Spannung.

Bei ISHE-Messungen in Systemen mit einem leitenden Ferromagneten wie z.B. Permalloy<sup>134, 135</sup> oder LSMO<sup>66</sup> ergibt sich ein von der anregenden Hochfrequenz (FMR) abhängiger Strom und Widerstand im Ferromagneten. Der zeitabhängige Strom  $I(t) = I_0 \cos(\omega t)$ , welcher senkrecht zum anregenden Feld  $h(t)$  fließt, wird im Ferromagneten durch induktive und kapazitive Kopplung induziert. Die Phase zwischen der Hochfrequenz und der Magnetisierung kann sich in Abhängigkeit vom verwendeten FM ändern. Die entstehende zeitabhängige Spannung (Ohmsches Gesetz):

$$U(t) = R(t) \cdot I(t) \quad (49)$$

wird als Hintergrundsignal, bei der Messung des ISHE, mitgemessen.<sup>66, 135, 136</sup>

Eine bildliche Darstellung, zur Entstehung der durch den AMR-Effekt erzeugten DC-Spannung ist in Abb. 19 für den Fall, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  und der Strom  $I(t)$  in Phase sind, dargestellt. Durch die Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld, welches nicht parallel und nicht senkrecht zu  $I(t)$  steht, entstehen zum einen nahezu parallele Ausrichtungen zwischen Strom und Magnetisierung als auch antiparallele, wodurch ein oszillierender Widerstand erzeugt wird. Aufgrund dessen wird eine oszillierende Spannung erzeugt (siehe Abb. 19 a) und b)), deren Maxima und Minima unterschiedliche Beträge aufweisen, wodurch im zeitlichen Mittel eine Gleichspannung resultiert. Bei einer parallelen bzw. senkrechten Ausrichtung des effektiven Magnetfeldes



**Abbildung 20:** Überlagerung des symmetrischen und antisymmetrischen Anteils. Die ISHE-Spannung ist nur im symmetrischen Anteil enthalten, wohingegen der AMR sowohl symmetrische als auch antisymmetrische Anteile aufweist.

zum induzierten Strom  $I(t)$  sind die Beträge der Maxima und Minima gleich groß (siehe Abb. 19 c) und d)). Für die Messung des ISHE in einem leitenden Ferromagneten ergibt sich, dass der ISHE bei einer Ausrichtung des externen Magnetfeldes von  $0^\circ$  und  $180^\circ$  ( $\vec{H}_{\text{ext}} \perp \vec{h}(t)$ ) ohne den AMR gemessen werden kann (siehe Abb. 21). Diese induzierte

Spannung überlagert sich mit der durch den Spinstrom erzeugten ISHE-Spannung, wodurch vor allem das winkelabhängige Verhalten der abfallenden Spannung beeinflusst wird. Nach Azevedo *et al.*,<sup>134</sup> Obstbaum *et al.*,<sup>135</sup> und Mecking *et al.*,<sup>136</sup> ergibt sich für die, durch den AMR, erzeugte Spannung:

$$U_{\text{AMR}}(H_{\text{ext}}, \Phi_0) = \frac{RI_0(H_{\text{FMR}} + 4\pi M_{\text{eff}})h_{\text{rf}}}{2\Delta H(2H_{\text{FMR}} + 4\pi M_{\text{eff}})} \quad (50)$$

$$\left[ \underbrace{\frac{\Delta H^2 \cos \phi_{\text{I}}}{(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2}}_{\text{symmetrisch}} - \underbrace{\frac{(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})\Delta H \sin \phi_{\text{I}}}{(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2}}_{\text{antisymmetrisch}} \right] \sin 2\Phi \sin \Phi.$$

$\phi_{\text{I}}$  ist hier die Phase zwischen dem hochfrequenten Strom und dem anregenden Feld  $h(t)$ .  $M_{\text{eff}}$  stellt die effektive Magnetisierung des Ferromagneten und  $\Phi$  den Winkel des externen Magnetfeldes ( $\Phi = 0$  entspricht  $\vec{h}(t) \perp \vec{H}_{\text{ext}}$  bzw. einer Ausrichtung entlang des Wellenleiters) dar. Die sich für die AMR-Spannung ergebende Gleichung (Gleichung 50) besteht aus einem vom Resonanzfeld ( $H_{\text{FMR}}$ ) abhängigen, symmetrischen und antisymmetrischen Anteil, deren Amplituden von der Phase  $\phi_{\text{I}}$  abhängig sind. In Abb. 20 ist eine Überlagerung von dem symmetrischen und antisymmetrischen Anteil abgebildet. Durch die Abhängigkeit ( $\sin 2\Phi \sin \Phi$ ) des AMR von der Ausrichtung des externen Magnetfeldes kann dieser von der ISHE-Spannung getrennt werden, die  $(\cos \Phi)^3$ -abhängig<sup>137</sup> ist. Mit Gleichung 47 ergibt sich die ISHE-Spannung zu:

$$U_{\text{ISHE}}(H_{\text{ext}}, \Phi) = \underbrace{U_{0,\text{ISHE}}}_{\substack{\text{Gleichung} \\ 47}} \cdot \underbrace{\frac{\Delta H^2}{(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2}}_{\text{symmetrisch}} (\cos \Phi)^3. \quad (51)$$

Bei der Messung des ISHE wird eine Überlagerung beider Spannungen ( $U_{\text{ISHE}}$  und  $U_{\text{AMR}}$ ) detektiert, die sich wie folgt darstellen lässt:

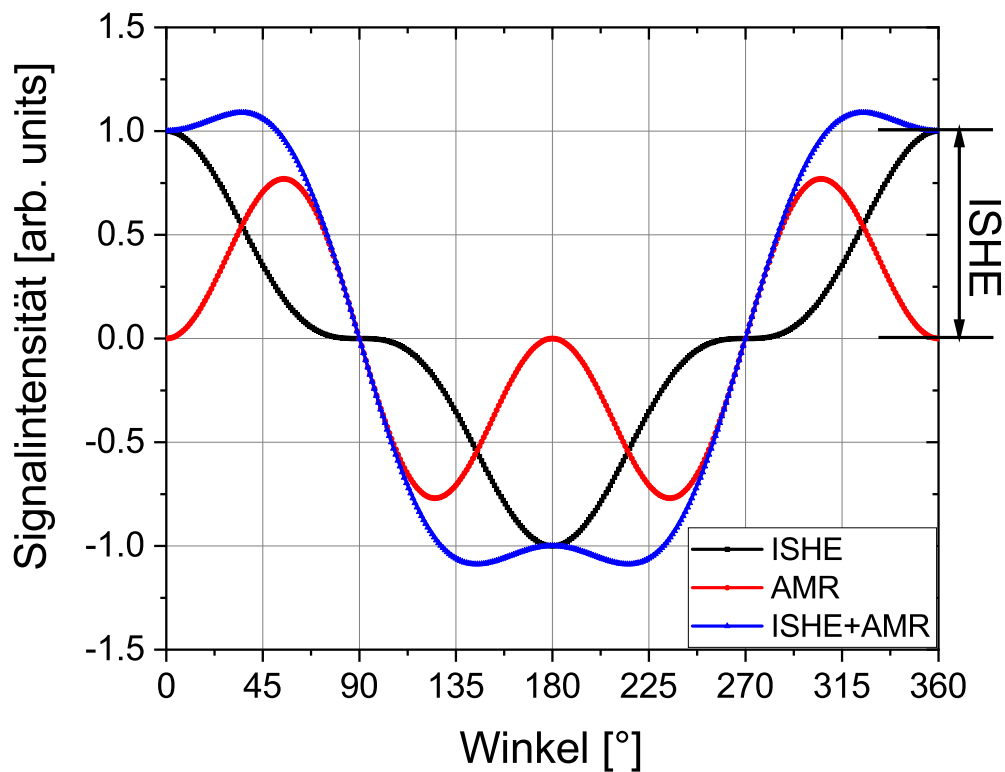
$$U(H_{\text{ext}}, \Phi_0) = [U_{\text{AMR}}^{\text{Sym}} L(H_{\text{ext}}) + U_{\text{AMR}}^{\text{Antisym}} L'(H_{\text{ext}})] \cdot \sin 2\Phi \sin \Phi + U_{\text{ISHE}} L(H_{\text{ext}}) (\cos \Phi)^3, \quad (52)$$

wobei  $L(H_{\text{ext}}) = \Delta H^2 / [(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2]$  und  $L'(H_{\text{ext}}) = \Delta H (H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}}) / [(H_{\text{ext}} - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2]$  die symmetrische bzw. antisymmetrische Lorentzfunktion darstellt. Anhand von Gleichung 52 kann die blaue Kurve (symmetrisch + antisymmetrisch) in Abb. 20 bei einem konstanten Winkel  $\Phi_0$  angepasst werden und somit der symmetrische Anteil, der den AMR und den ISHE beinhaltet, vom antisymmetrischen Anteil, der nur den AMR enthält, getrennt werden. Die sich ergebende Winkelabhängigkeit der

symmetrischen Anteile des AMR (Gleichung 50), des ISHE (Gleichung 51) und der Überlagerung beider Spannungen (Gleichung 52) ist in Abb. 21 abgebildet. Die symmetrischen und antisymmetrischen Anteile lassen sich mit folgenden Gleichungen anpassen:<sup>134</sup>

$$U_{\text{Sym}}(H_{\text{ext}}, \Phi) = (U_{\text{AMR}}^{\text{Sym}} \sin 2\Phi \sin \Phi + U_{\text{ISHE}}(\cos \Phi)^3)L(H_{\text{ext}}) \quad (53)$$

$$U_{\text{Antisym}}(H_{\text{ext}}, \Phi) = U_{\text{AMR}}^{\text{Antisym}} \sin 2\Phi \sin \Phi L'(H_{\text{ext}}). \quad (54)$$



**Abbildung 21:** Winkelabhängigkeit der symmetrischen Anteile des AMR (rot) und des ISHE (schwarz). In blau ist die Überlagerung beider Effekte abgebildet.

## 2.5 Thermoelektrische Effekte

Der Seebeck-Effekt wurde von dem deutschen Physiker Thomas Johann Seebeck im Jahre 1821 entdeckt. Der Effekt beschreibt die Erzeugung einer elektrischen Spannung durch eine Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_1 - T_2$  an zwei Übergängen zweier unterschiedlicher Materialien mit den Seebeck-Koeffizienten  $\epsilon_A$  bzw.  $\epsilon_B$ . Durch die Temperaturunterschiede besitzen die Leitungselektronen unterschiedliche kinetische Energien, wodurch diese schneller bzw. langsamer diffundieren. Dabei diffundieren die Elektronen mit hoher Energie zur kalten und zum Ausgleich der Ladungsverschiebung die energiearmen Elektronen zur warmen Seite. Durch die sich unterscheidenden Bewegungsgeschwindigkeiten der Elektronen entsteht ein elektrisches Feld, was in Form einer Spannung detektiert werden kann.<sup>138</sup> Wird ein eindimensionaler elektrischer Leiter betrachtet, kann die erzeugte Thermospannung  $U_{\text{thermo,Seebeck}}$  wie folgt beschrieben werden:<sup>138</sup>

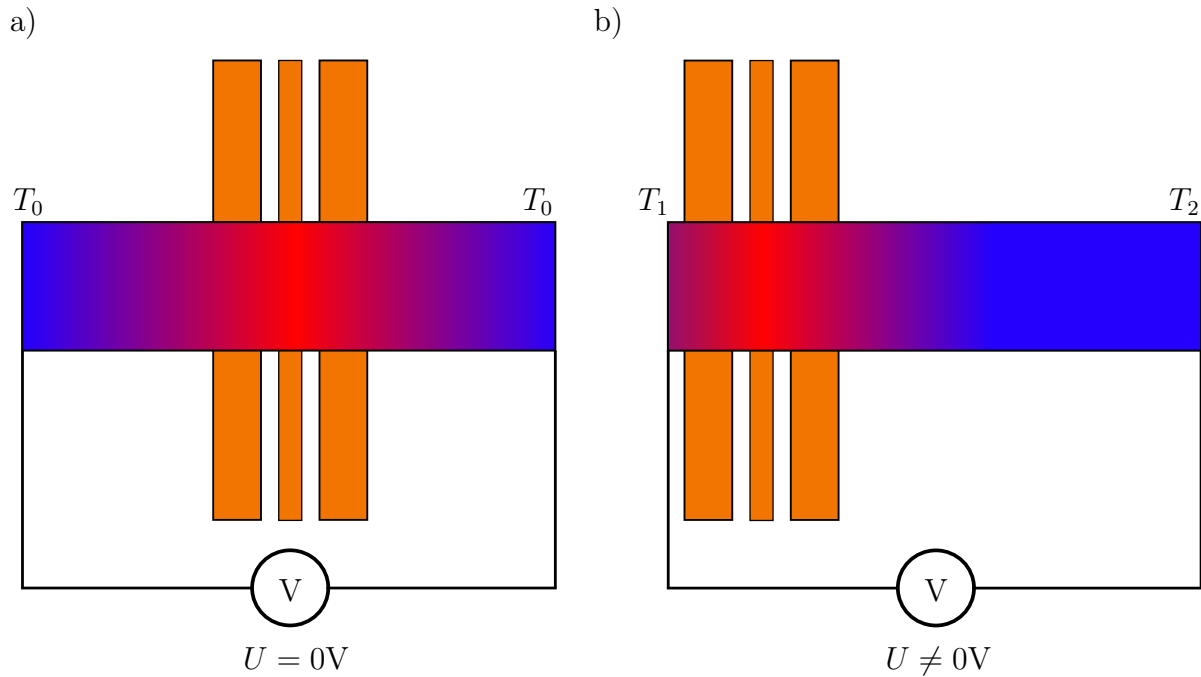
$$U_{\text{thermo,Seebeck}} = \int_{T_1}^{T_2} (\epsilon_A(T) - \epsilon_B(T)) dT. \quad (55)$$

Im Falle kleiner Temperaturänderungen  $\Delta T$  ergibt sich für Gleichung 55 folgender Zusammenhang:

$$U_{\text{thermo,Seebeck}} = (\epsilon_B - \epsilon_A)(T_2 - T_1). \quad (56)$$

Während der FMR wird die eingestrahlte Hochfrequenz in einem Ferromagneten absorbiert, wodurch dieser sich lokal erwärmt. Dies ist in Abb. 22 abgebildet. Durch die lokale Erwärmung (rot) entsteht ein Temperaturgradient von der Mitte der Probe in Richtung der Probenränder. An den Probenrändern entsteht durch den Übergang von Probe zu den Messkontakten (vgl. Abb. 9 bzw. 29) ein Kontakt zweier Materialien mit unterschiedlichen Seebeck-Koeffizienten. Im Falle einer zentralen Probenposition auf dem verwendeten Wellenleiter (vgl. Abb. 22 a)) ergibt sich zu beiden Probenrändern ein gleichgroßer Temperaturgradient, was in der gleichen Temperatur  $T_0$  an den Probenrändern resultiert. Daher entsteht keine Thermospannung. Bei einer dezentralen Positionierung der Probe auf dem Wellenleiter entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen den Probenrändern und eine damit endliche Thermospannung. Diese ist vom Magnetfeld unabhängig.

Ein zweiter thermischer Effekt der in den untersuchten Proben auftreten kann, ist der Nernst-Effekt. Dieser beschreibt die senkrecht zu einem Magnetfeld erzeugte Spannung, die aufgrund eines Temperaturgradienten  $\frac{dT}{dz}$  und dem damit einhergehenden



**Abbildung 22:** a) Zentrale Position auf dem Wellenleiter. Die erzeugten Thermospannung verschwindet aufgrund der identischen Potentiale  $U_0$ . b) Dezentrale Positionierung auf dem Wellenleiter. Es entstehen zwei unterschiedliche Potentiale  $U_1$  und  $U_2$  mit einer daraus resultierenden Thermospannung.

Wärmeffluss entsteht.<sup>139,140</sup> Es gilt:

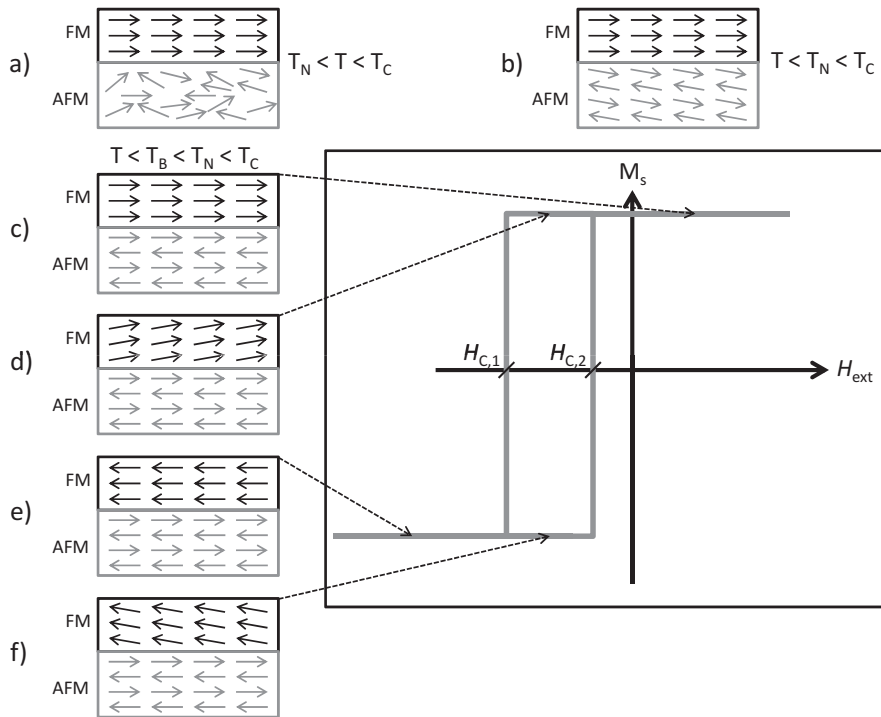
$$U_{\text{thermo,Nernst}} \propto \frac{dT}{dz} \times \vec{H}_{\text{ext}} \quad (57)$$

Die Elektronen fließen dabei entlang des Wärmestroms und werden durch das externe Magnetfeld abgelenkt (Lorentz-Kraft). In den FMR-Experimenten wird, analog zum Seebeck-Effekt, der Temperaturgradient durch die absorbierte HF-Leistung erzeugt. Die beiden hier beschriebenen Effekte müssen in Gleichungen 53 und 54 mit  $U_{\text{thermo}}$  berücksichtigt werden.<sup>141,142</sup>



## 2.6 Exchange Bias

Die Kopplung eines FM mit einem Antiferromagneten (AFM) und die damit einhergehende unidirektionale Anisotropie wird als Exchange Bias bezeichnet. Bei Abkühlen eines AFM-Systems in einem externen Magnetfeld ordnen sich die magnetischen Momente, in Anwesenheit eines FM, unterhalb der Néel-Temperatur  $T_N$ , wie in Abb. 23 b) gezeigt, an. Hier entsteht eine Ordnung, jedoch keine kollineare Ausrichtung der Spins zwischen FM



**Abbildung 23:** a) Für  $T_N < T < T_C$  ist der FM geordnet der AFM jedoch nicht. b) Eine Ordnung des AFM entsteht für  $T < T_N < T_C$ . Jedoch existiert keine Kopplung zwischen dem FM und dem AFM. c) - e) Kopplungsmechanismus zwischen FM und AFM für  $T < T_B < T_N < T_C$ . Das Bild ist angelehnt an die Arbeit von Nogues *et al.*<sup>143</sup>

und AFM. Oberhalb von  $T_N$  ist der AFM ungeordnet (Abb. 23 a)).<sup>143</sup> Bei einem weiteren Absenken der Temperatur unterhalb der Blocking-Temperatur<sup>144</sup>  $T_B$  koppelt der AFM mit dem FM und eine kollineare Ausrichtung der Spins entsteht. Die Kopplung und die damit einhergehende Verschiebung der Hysteresekurve der Magnetisierung ist in Abb. 23 dargestellt. Ausgehend von Abb. 23 c) wird das externe Magnetfeld  $\mu_0 H_{ext}$  verkleinert (positives  $\rightarrow$  negatives Feld). Durch die Austauschkopplung des FM mit dem AFM werden die Spins des FM an den AFM geheftet (Abb. 23 d)). Hier entsteht ein energetisches

Minimum in Richtung der Orientierung der obersten Spins im AFM. Im Vergleich zu einem reinen FM wird daher für das Brechen der Kopplung und die Umpolarisierung der Spins ein größeres negatives Feld benötigt, wodurch eine Verschiebung der Hysteresekurve gemessen werden kann. Nach Erreichen des Koerzitivfeldes  $\mu_0 H_C$  sind die Spins des FM antiparallel zu den obersten Spins im AFM und parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet (Abb. 23 e)).<sup>145</sup> Bei erneuter Verkleinerung (negatives  $\rightarrow$  positives Feld), orientieren sich die Spins des FM früher, im Vergleich zu einem reinen FM, in Richtung der Spins des AFM aus (Abb. 23 f) zu c)). Die frühere Orientierung entsteht aufgrund der energetisch günstigeren Ausrichtung des FM in Richtung des AFM. Das hier beschriebene Verhalten wurde für einen A-Typ AFM<sup>146</sup> diskutiert. Bei Umorientierung des externen Feldes während des Kühlens des FM/AFM-Systems wäre die Hysteresekurve in Abb. 23 in Richtung positiver Felder verschoben.<sup>143</sup>

## 3 Methoden

In dem folgenden Kapitel wird auf die Herstellungsmethoden für die hergestellten Schichtsysteme STO/LSMO/LNO/SRO, STO/LSMO/NiO/Pt und STO/LCO eingegangen. Des Weiteren sind hier die verwendeten Messaufbauten und Messmethoden erläutert.

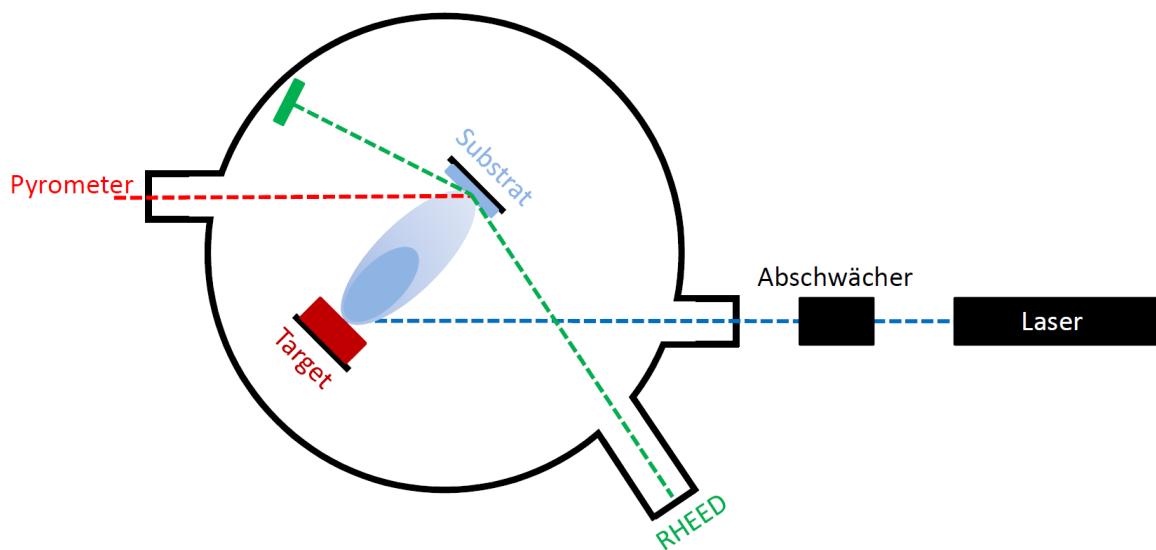
### 3.1 Herstellungsverfahren

Die verwendeten Depositionsmethoden, gepulste Laser Deposition und DC-Magnetron Sputtern sind in den folgenden Abschnitten genauer diskutiert.

#### 3.1.1 Gepulste Laser Deposition

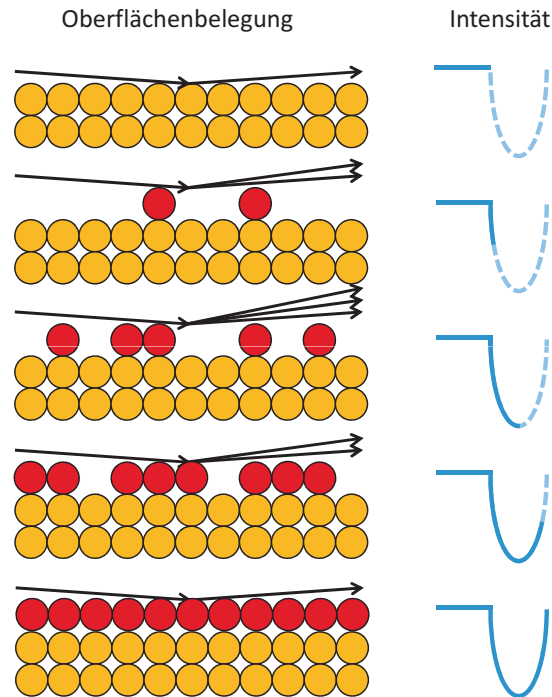
Die PLD ist ein Herstellungsverfahren für dünne Schichten. In dieser Arbeit werden die verwendeten Oxide LSMO, LCO, LNO und SRO mit diesem Verfahren abgeschieden. Ein schematischer Aufbau der verwendeten PLD-Anlage von TSST (Twente Solid State Technology) ist in Abb. 24 dargestellt. In der Abbildung ist zu erkennen, dass der gepulste Laser (Coherent, COMPEX Pro 205) durch ein Fenster in die Ultrahochvakuum (UHV) Kammer, mit einem Hintergrunddruck von circa  $10^{-8}$  mbar, gelenkt und auf das Target mit dem abzutragende Oxid fokussiert wird. Der Laser, mit der Wellenlänge von 248 nm, trifft dabei unter  $45^\circ$  auf das Target,<sup>147</sup> so dass das Substrat und das Target parallel zueinander stehen. Beim Auftreffen des Lasers auf dem Target werden die Elektronen des abzutragenden Materials angeregt und beginnen durch das elektromagnetische Feld der Photonen zu oszillieren. Die Energie der Oszillation kann an das Kristallgitter abgegeben werden, wodurch sich das Material erhitzt und verdampft. Durch weitere eintreffende Photonen während des Laserpulses wird das frei werdende Material ionisiert, welches sich durch Abstoßung der positiv geladenen Atome anisotrop in der Kammer ausbreitet. Durch das, während der Deposition, vorhandene Prozessgas wird die Weglänge der frei werdenden Atome begrenzt und es bildet sich eine Plasmabirne, deren Geometrie durch die Depositionsparameter beeinflusst werden kann.<sup>148</sup> Das verdampfende Material lagert sich auf dem zum Target parallel ausgerichteten, erhitzten Substrat ab. Der Substrat-Target-Abstand beträgt in der verwendeten PLD-Kammer 5 cm. Der Kristallisationsprozess auf dem Substrat ist von diversen Prozessparametern, wie Gasdruck, Temperatur und Laserfluenz abhängig. Die verwendete Laserfluenz kann durch den im Strahlengang eingebauten Abschwächer im Bereich von 0 bis  $3,5 \text{ J/cm}^2$  variiert werden. Die Laserfluenz bestimmt die Menge an Material, die pro

Laserpuls aus dem Target herausgelöst wird und damit auch die Menge an Atomen die am Substrat kondensieren. Bei einer zu großen Menge an zu kondensierendem Material besteht die Möglichkeit der Nukleation (Inselbildung) auf der Substratoberfläche. Die Laserfluenz beeinflusst somit auch die Wachstumsgeschwindigkeit der Schicht. Ein weiterer Prozessparameter, der das Wachstum beeinflusst, ist die Substrattemperatur. Bei hohen Temperaturen erhöht sich die Mobilität der Atome auf der Oberfläche, wodurch der Kristallisationsprozess unterstützt wird. Weiterhin verringert sich bei einer hohen Temperatur die Nukleation der Atome auf der Oberfläche. In der verwendeten Kammer



**Abbildung 24:** Schematischer Aufbau der verwendeten PLD-Kammer. Der gepulste Laser wird über einen Abschwächer auf das Target fokussiert. Das verdampfende Material kondensiert auf dem geheizten Substrat. Das Wachstum der Schicht wird mittels RHEED kontrolliert. Zum Überprüfen der Oberflächentemperatur des Substrats wird ein Pyrometer verwendet.

kann die Temperatur mit einer im Substrathalter eingebauten Widerstandsheizung bis maximal  $1200^{\circ}\text{C}$  variiert werden. Die Temperatur des Heizers wird über ein Thermoelement detektiert, jedoch ergeben sich große Abweichungen zu der Oberflächentemperatur des Substrats von bis zu  $100^{\circ}\text{C}$ . Daher wurde die Oberflächentemperatur des Substrats zusätzlich mit einem Pyrometer gemessen. Der Arbeitsbereich des Pyrometers beträgt  $600^{\circ}\text{C}$  -  $1500^{\circ}\text{C}$ . Ein weiterer Prozessparameter ist der Gasdruck, der maßgeblich für die Form und Stöchiometrie der Plasmabirne<sup>148</sup> verantwortlich ist. Bei zu geringen Gasdrücken werden die frei werdenden Atome zu wenig abgebremst, wodurch die Atome



**Abbildung 25:** Intensität des gemessenen RHEED-Signals in Abhängigkeit von der Oberflächenbelegung.

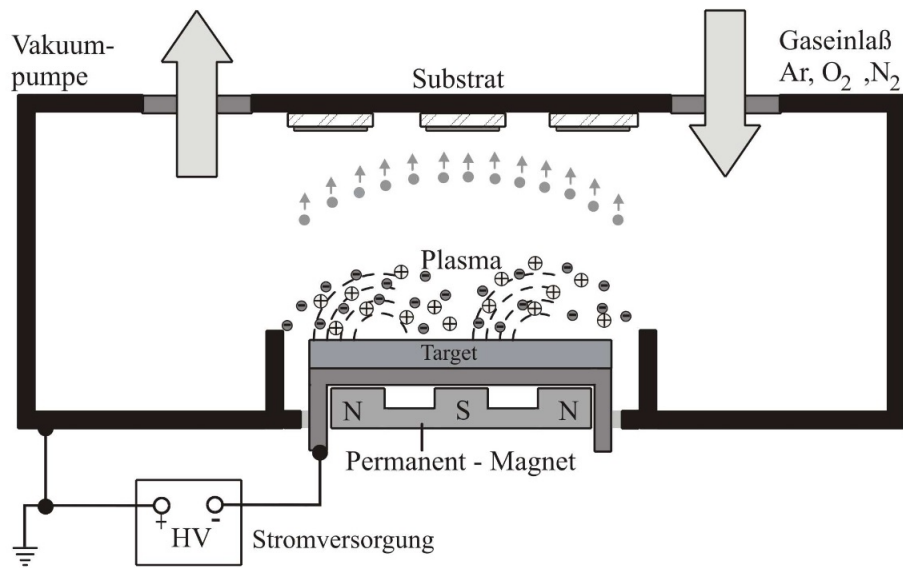
das Substrat und die zu deponierende Schicht beschädigen können. Im Gegensatz dazu erreichen die Atome bei zu hohen Drücken die Substratoberfläche nicht, da diese zu stark gestreut werden. Als Prozessgas kann sowohl Sauerstoff als auch Argon verwendet werden. Eine Variation der Pulsfrequenz des Lasers beeinflusst das Wachstum der Schicht dahingehend, dass bei geringen Frequenzen das abgeschiedene Material mehr Zeit hat auf der Substratoberfläche zu kondensieren und zu relaxieren. Jedoch erhöht sich die Depositionszeit durch die Verringerung des abgeschiedenen Materials. Die verwendeten Substrate von CrysTec haben ebenfalls einen Einfluss auf die herzustellende Schichtqualität. Es wird vermutet, dass durch größere Gitter-Verkippung der Oberfläche die Anisotropie der LSMO-Schichten beeinflusst werden kann.<sup>39</sup> Auch wird die Kondensation und Relaxation der Atome auf dem Substrat durch die Verkippung beeinflusst. Während der Deposition kann das Wachstum der einzelnen Monolagen mittels RHEED (Reflection of High-Energy Electrons Diffraction) beobachtet werden. Dieses System wird aufgrund der geringen freien Weglänge der Elektronen an Luft, im Vakuum betrieben. Die beschleunigten Elektronen (30 kV) treffen unter einem kleinen Winkel ( $2^\circ - 4^\circ$ ) streifend auf die Oberfläche der Probe, werden an den Oberflächenatomen gebeugt und

interferieren auf einem fluoreszierenden Leuchtschirm (siehe Abb. 24). Die sich ergebenden Reflexe werden mit einer CCD-Kamera aufgenommen und auf einem PC visualisiert. Die Entstehung der Beugungsreflexe kann im  $\vec{k}$ -Raum nachvollzogen werden, in dem die Ewald-Kugel von den reziproken Gitterstäben geschnitten wird, die durch die oberste Atomlage der Probe entstehen. Genaueres zur Entstehung der Reflexe und der Veranschaulichung im  $\vec{k}$ -Raum kann den Arbeiten von Peng,<sup>149</sup> Kaufmann,<sup>150</sup> Ichimiya,<sup>151</sup> Henzler und Göpel<sup>152</sup> entnommen werden. Die entstandenen Reflexe lassen auf das Wachstum der Schichten und deren Morphologie schließen.<sup>150</sup>

Eine weitere Anwendung des RHEED ist die Kontrolle des Schichtwachstums während der Deposition. Dazu kann die Intensität der entstandenen Reflexe über die Software analysiert werden. Die Intensität ist dabei abhängig von der Belegung der obersten Lage der Probe. Eine voll belegte Atomlage reflektiert die Elektronen vollständig. Bei einer nicht vollständigen Belegung der obersten Schicht, kommt es zu einer verstärkten Streuung der Elektronen und damit zu einem Abfall der Signalintensität. Dieses Verhalten ist in Abb. 25 dargestellt. In dieser Arbeit wurden die Schichtdicken anhand der entstehenden Oszillationen bestimmt.

### 3.1.2 DC-Magnetron Sputtern

Das Prinzip der in dieser Arbeit verwendeten Kathodenzerstäubung (Sputtern) ist in Abb. 26 veranschaulicht. Ein Teil des in die Kammer geleiteten Prozessgases (hier Argon) wird durch Stöße ionisiert. Die positive geladenen Ionen werden dadurch auf das negativ geladene Target beschleunigt. Dort werden Targetatome und Sekundärelektronen durch den Impulsübertrag heraus geschlagen. Die erzeugten Elektronen werden im angelegten E-Feld (Gleichstrom, DC) beschleunigt und ionisieren durch Stöße weitere Ar-Ionen die wiederum auf das Target beschleunigt werden. Es entsteht ein Plasma innerhalb der Kammer. Die herausgelösten Targetatome verteilen sich in der Kammer und kondensieren auf der/dem gegenüber befindlichen Probe/Substrat. Für das Sputtern bei geringen Prozessdrücken wird ein Magnetfeld benötigt, durch das sich die Elektronen auf einer Spiralbahn (Lorentz-Kraft) über dem Target bewegen. Dadurch wird die Anzahl an Stößen mit den Argon-Atomen erhöht, da die Elektronen durch ihre vergrößerte Weglänge mehr Stöße vollziehen können. Die ionisierten Argon-Atome bewegen sich, aufgrund ihrer großen Masse, nahezu unbeeinflusst vom Magnetfeld in Richtung des angelegten E-Feldes. Durch die Lokalisation der Elektronen ist der Abtrag der Target-Atome dort am größten und das Plasma ist über dem Target lokalisiert.



**Abbildung 26:** Schematischer Aufbau einer DC-Magnetron-Sputter-Anlage. Entnommen aus der Arbeit von Daniel Severin.<sup>153</sup>

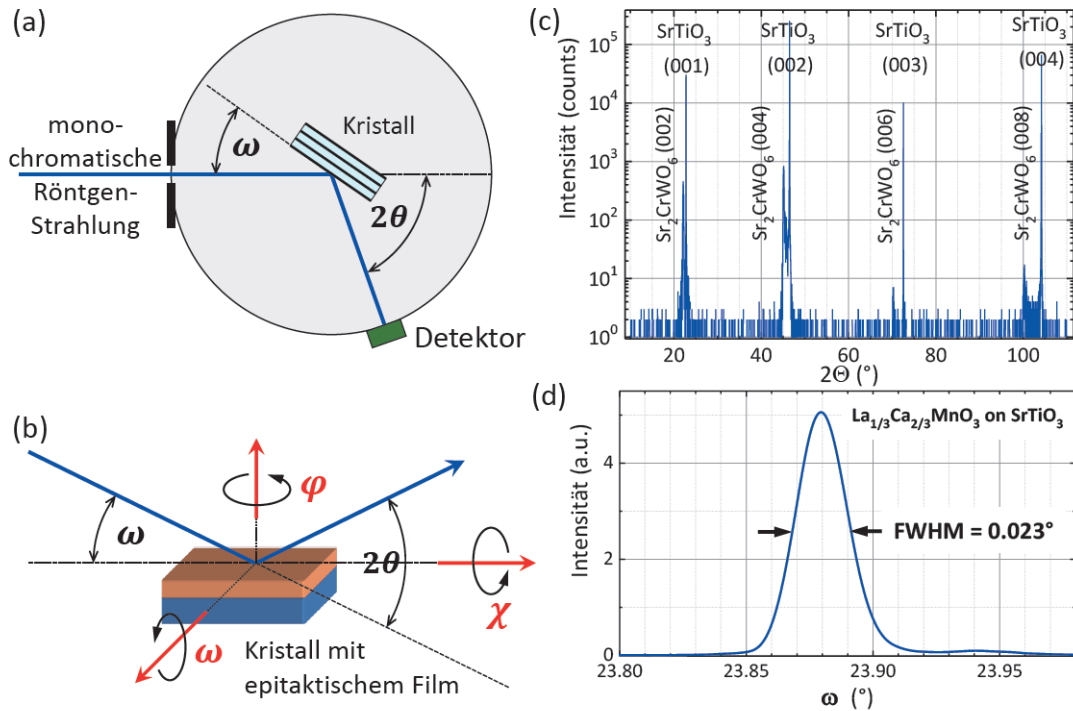
Die in der PLD hergestellten Schichtsysteme können in dem verwendeten UHV-Cluster von der PLD in die Sputter-Kammer transferiert werden, ohne das Vakuum zu brechen.

## 3.2 Charakterisierungsmethoden

Die folgenden Unterkapitel enthalten die in dieser Arbeit verwendeten Charakterisierungsmethoden, wie Röntgen-Untersuchung, Transmissionselektronenmikroskopie und SQUID-Magnetometrie.

### 3.2.1 Röntgen-Untersuchungen

Im Folgenden sollen kurz die Grundlagen und die Durchführung der Röntgen-Untersuchungen dargestellt werden. Die Grundlage der Röntgendiffraktometrie ist die Bragg-Gleichung  $2d \sin \theta = m \lambda_{RS}$  ( $d$ : Gitterkonstante,  $\theta$ : Drehwinkel,  $m$ : Ordnung des Maximums,  $\lambda_{RS}$ : Wellenlänge der Röntgenstrahlung). Zur Untersuchung von den in dieser Arbeit hergestellten Proben wird die Drehkristallmethode, die in Abb. 27 a) dargestellt ist, verwendet.<sup>154–156</sup> Bei der Drehkristallmethode wird monochromatische Röntgenstrahlung ( $\lambda_{RS} = \text{const.}$ ) auf die zu untersuchende Probe fokussiert. Aufgrund der Messgeometrie muss der Detektor um den doppelten Winkel ( $2\theta$ ), im Vergleich zu der um  $\omega$  gedrehten Probe, (siehe Abb. 27 a) und b)) gedreht werden. Ist die Bragg-Gleichung

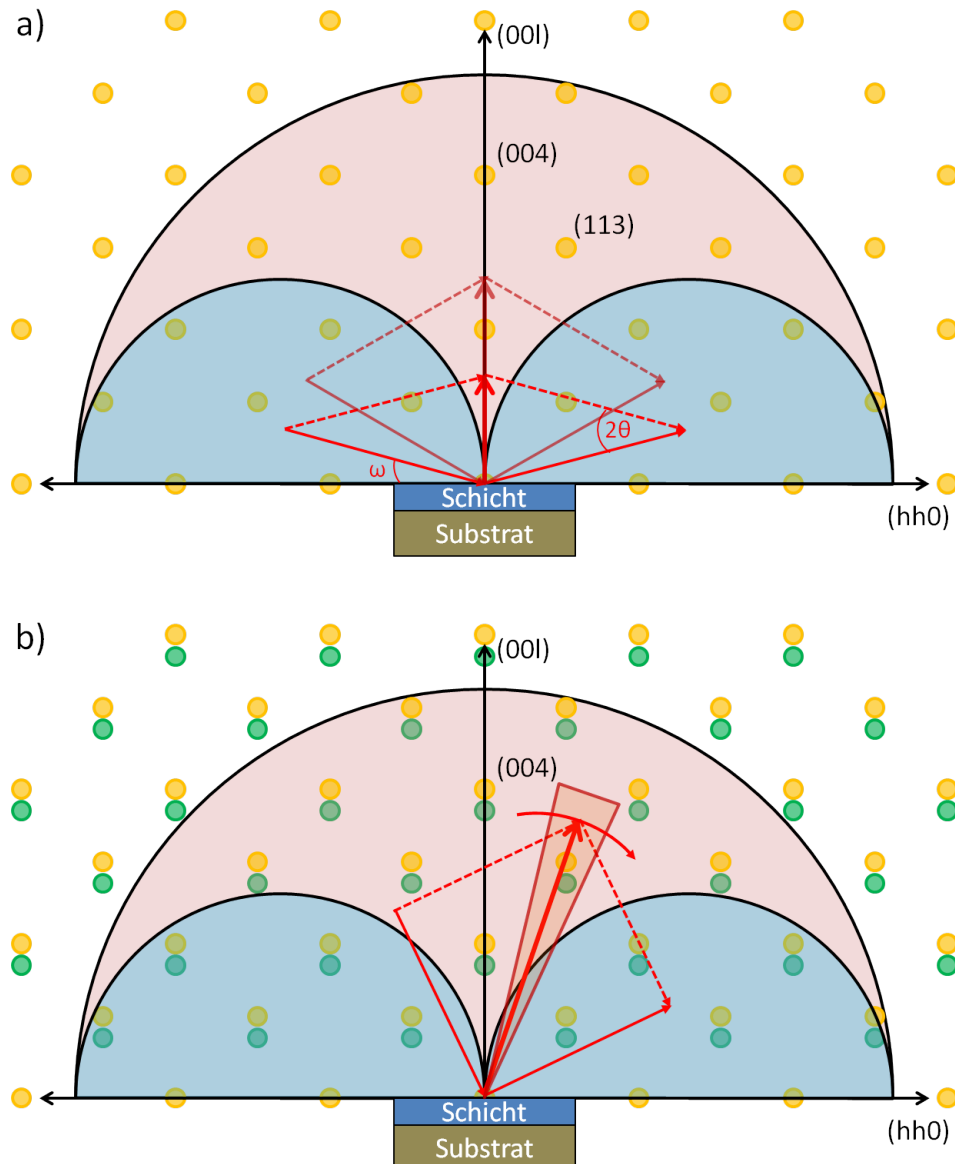


**Abbildung 27:** a) Messaufbau bei der XRD; b) Drehrichtungen der Probe; c)  $\omega/2\theta$ -Scan einer auf (001)-SrTiO<sub>3</sub> abgeschiedenen (001)-Sr<sub>2</sub>CrWO<sub>6</sub>-Schicht; d)  $\omega$ -Scan eines (002)-Reflexes einer La<sub>1/3</sub>Ca<sub>2/3</sub>MnO<sub>3</sub>-Schicht auf einem SrTiO<sub>3</sub> Substrat. Das Bild wurde aus der Arbeit von Gross *et al.* entnommen.<sup>154</sup>

für die zu untersuchende Gitterebene erfüllt (bei konstanter Wellenlänge), detektiert der Detektor ein Intensitätsmaximum ( $\omega/2\theta$ -Scan). Im reziproken Raum stellt der  $\omega/2\theta$ -Scan eine Messung durch den (000)-Ursprung dar. Dies ist in Abb. 28 a) für Gitterebenen parallel zur (001)-Oberfläche dargestellt. Dieses Messverfahren erlaubt es in einem Schichtsystem die unterschiedlichen Materialien (unterschiedliche Gitterkonstanten) zu identifizieren. Des Weiteren kann überprüft werden, ob eine kristalline Struktur der jeweiligen Schichten vorliegt (siehe Abb. 27 c)). Bei fehlender kristalliner Struktur ist keine Beugung am Gitter möglich.<sup>154, 156</sup> Anhand der zur Oberfläche parallelen Ebenen (z.B. (001) bis (004) in Abb. 27 c) bzw. (004) in Abb. 28 a)) ist es jedoch nicht möglich eine Aussage über die Verspannung bzw. die Relaxation der jeweiligen Schichten zu machen. Hierfür kann ein asymmetrischer Schichtpeak im reziproken Raum untersucht werden. Dies ist in Abb. 28 b) dargestellt. Die gelben bzw. grünen Punkte entsprechen zwei unterschiedlichen Peaks, zweier unterschiedlicher Materialien. Wie hier zu sehen, ist es mit



einem  $\omega/2\theta$ -Scan nicht möglich beide Schichtpeaks zu vermessen, da es aufgrund von Verspannung zu einer Verschiebung des grünen Peaks kommt.



**Abbildung 28:** a)  $\omega/2\theta$ -Scan im reziproken Raum. Durch Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Messwinkel wird der reziproke Raum, in dem hier dargestellten Beispiel, entlang der  $(00l)$ -Richtung abgebildet. b) Messverfahren der reziproken Gitterkarte.

Abhilfe schafft hier eine Kombination aus dem  $\omega/2\theta$ - und dem  $\omega$ -Scan (Rocking-Kurve), der eine weitere Möglichkeit bietet die Schichten auf ihre Orientierung und Mosaizität zu untersuchen. Bei dieser Charakterisierungsmethode wird die Probe bei festgehalte-

nem Detektor gedreht. Dies entspricht einer Messung senkrecht zu dem in Abb. 28 in rot dargestellten Vektor. Eine kleine ( $< 0,1^\circ$ ) Halbwertsbreite (FWHM) des zu untersuchenden Peaks (siehe Abb. 27 d)) ist das Qualitätsmerkmal für eine parallel und epitaktisch hergestellte Schicht.<sup>154</sup> Durch Kombination der beiden Scan-Typen kann der reziproke Raum wie in Abb. 28 b) zu sehen abgebildet werden. Das Ergebnis dieser Untersuchung wird als reziproke Gitterkarte bezeichnet, da es hier möglich ist, den reziproken Raum zu kartieren. Die in blau dargestellten Bereiche markieren die durch die Messgeometrie verbotenen Bereiche, da hier der einfallende oder ausfallende Röntgenstrahl innerhalb der Schicht liegt, was einer Transmission der Röntgenstrahlung durch die Probe entspricht. Die Peaks innerhalb der verbotenen Bereiche können nicht vermessen werden. Der hellrot dargestellte Bereich dagegen ist messbar. Aus den gemessenen Daten eines asymmetrischen Peaks (z.B. (113)) ist es möglich den Verspannungsgrad<sup>157</sup>  $\gamma_v$  einer Heterostruktur zu ermitteln. Für  $\gamma_v = 1$  ergibt sich eine vollkommen verspannte Schicht, wo die einzelnen Schichten die in-plane Gitterkonstante des Substrats angenommen haben. Hier liegen alle Schicht-Peaks auf einer Geraden parallel zur dargestellten (00l)-Achse, was beispielhaft in Abb. 28 b) zu sehen ist. Im Fall einer vollkommen relaxierten Schicht ergibt sich  $\gamma_v = 0$ . Hier liegen alle Schicht-Peaks auf einer durch den Ursprung (000) gehenden Gerade, womit die Gitterkonstante der zu untersuchenden Schicht dem Bulk-Wert entspricht. Des Weiteren ist es anhand der Gitterkarte möglich die Mosaizität der jeweiligen Schichten zu bestimmen.

Zur Bestimmung der Schichtdicken und der Rauigkeit von Ober- und Grenzflächen wird die Röntgenreflektometrie (XRR) genutzt. Hier fällt die Röntgenstrahlung unter einem kleinen Winkel ( $< 6^\circ$ ) auf die Probe.<sup>158, 159</sup> Anhand der entstehenden Schichtoszillationen können die Schichtdicken der einzelnen Schichten, mittels eines Fits, bestimmt werden. Der Abfall der entstehenden Messkurve ist, aufgrund erhöhter Streuung der Strahlung, ein Maß für die Rauigkeit der Probe. Bei einem starken exponentiellen Abfall ergibt sich eine größere Oberflächenrauigkeit, die ebenfalls mittels des Fits bestimmt werden kann.

Die Röntgenuntersuchungen wurden mit einem Bruker D8 Diffraktometer durchgeführt. Die verwendete Strahlung (0,154056 nm) wurde mit einem 40 mm breiten Göbel-Spiegel und einem Monochromator auf die Proben fokussiert. Daher wurde zur Messung nur die  $\text{CuK}_{\alpha 1}$ -Strahlung (0,154056 nm) genutzt. Zur Detektion der Strahlung wurde ein Szintillationsdetektor mit einer Spaltbreite von 0,2 mm verwendet. Für die Aufnahme der Rocking-Kurve wurde der Detektor auf den zu untersuchenden Schicht-Peak eingestellt und diese Position während der Messung nicht verändert. Jedoch wurde die Probe in

einem Abstand von 330 mm vom Detektorschlitz in  $\omega$ -Richtung rotiert. Für die XRR-Experimente wurde eine zusätzliche Blende mit einer Spaltbreite von 300  $\mu\text{m}$  (knife edge) in den Strahlengang gebracht. Die Auflösung der Messungen betrug  $0,007^\circ$ .

### 3.2.2 Transmissionselektronenmikroskopie

TEM ist ein Abbildungsverfahren zur Bestimmung der Realstruktur einer zu untersuchenden Probe mit einer Dicke in der Größenordnung von 50 nm. Bei dieser Untersuchungsmethode werden die aus einer Kathode erzeugten Elektronen auf eine Energie von mehreren 100 keV beschleunigt.<sup>154</sup> Mittels der beschleunigten Elektronen wird durch Linsen, vergleichbar mit einem Lichtmikroskop, die Probe vergrößert abgebildet. Dabei wird der Elektronenstrahl von den Atomen der Probe gestreut bzw. gebeugt. Die Beugung ist dabei abhängig von dem zu untersuchenden Gitter. Es ergeben sich je nach Strahlengang im Mikroskop mehrere Abbildungsmethoden, wie z.B. das Hellfeld-, Dunkelfeld-TEM und das hochaufgelöste TEM (HRTEM).<sup>160</sup> Das in dieser Arbeit verwendete HRTEM soll hier kurz beschrieben werden. Bei dieser Untersuchungsmethode werden sowohl die durch die Proben transmittierten als auch die an den Netzebenen des Gitters gebeugten Elektronenstrahlen überlagert. Der transmittierte und die gebeugten Strahlen interferieren hinter der Probe in der Bildebene und erzeugen so ein Interferenzmuster.<sup>160</sup> Das Interferenzmuster wird anschließend über eine Projektionslinse in eine reale Abbildung umgewandelt.<sup>160</sup> Das zurzeit beste Auflösungsvermögen<sup>161</sup> liegt bei 0,045 nm, womit nahezu alle Atome optisch aufgelöst werden können.<sup>154,158</sup>

Für die TEM-Charakterisierung wurden von den zu untersuchenden Proben zunächst kleine Teilproben mit einem fokussierten Ionenstrahl aus Gallium-Ionen (FEI Versa 3D) abgetrennt. Der Schnitt erfolgte entlang der kubischen in-plane Achse der Substrate. Die Probenpräparation erfolgte bei einer Beschleunigungsspannung des Ionenstroms von 30 kV. Im Anschluss wurden die Proben mit einer Spannung von 2 kV und einem Ionenstrom von 50 pA poliert, um die amorphen Oberflächenschichten zu reduzieren.

Die Aufnahmen selbst wurden in einem JEOL JEM-4010 Elektronenmikroskop mit einem LaB<sub>6</sub>-Filament und einer Beschleunigungsspannung von 400 kV durchgeführt. Zur Detektion der gestreuten Elektronen wurde eine GATAN Ultrascan CCD-Kamera verwendet.

Die hier beschriebenen Vorbereitungen der Proben und die Durchführung der Messungen wurden am Interdisziplinären Zentrum für Materialwissenschaften und am Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle durchgeführt.

### 3.2.3 SQUID-Untersuchungen

Zur Bestimmung der globalen magnetischen Eigenschaften, wie die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung und Curie- bzw. Blocking-Temperaturen der hergestellten Proben, wurden diese mit einem SQUID-Magnetometer (Superconducting Quantum Interface Device) untersucht. Das in dieser Arbeit verwendete SQUID-Magnetometer basiert auf der Funktionsweise eines Vibrationsmagnetometers (Vibrating Sample Magnetometer, VSM), dessen Funktionsweise im Folgenden kurz erläutert wird.

In einem VSM wird die zu untersuchende Probe in einem externen Magnetfeld zwischen zwei entgegengesetzten und in Reihe geschalteten Induktionsspulen vibrationsartig bewegt. Durch Variation eines externen Magnetfeldes kann die Magnetisierung der Proben beeinflusst werden. In den zwei Spulen wird aufgrund der von der Probe erzeugten Streufeldern eine Wechselspannung induziert. Dabei kann nur die zum externen Magnetfeld parallele Komponente des Streufeldes detektiert werden. Die Wechselspannung erzeugt im Anschluss in einer dritten Spule ein Magnetfeld. Dieses Feld wird abschließend mittels einer SQUID-Einheit detektiert und in ein messbares Signal umgewandelt. Durch die Kombination aus VSM und einer separaten SQUID-Einheit wird das Auflösungsvermögen und die Sensitivität des Magnetometers erhöht.

Die hier hergestellten Proben wurden in einem Quantum Design MPMS3 SQUID-VSM untersucht. Das externe Magnetfeld kann von  $-7\text{ T}$  bis  $7\text{ T}$  variiert werden. Der einstellbare Temperatur-Bereich liegt zwischen  $1,8\text{ K}$  und  $400\text{ K}$ .

Bei den in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurde zunächst das Magnetfeld auf Null gesetzt (Demagnetisierung durch Quenchen) und anschließend die Hysterese-Kurven aufgenommen. Jeder Messpunkt wurde über  $5\text{ s}$  gemittelt. Bei den gemessenen Kühlkurven wurde das externe Magnetfeld bei einem bestimmten Wert gehalten und die Proben gekühlt. Die Messungen wurden von Camillo Ballani (MLU Halle-Wittenberg) durchgeführt und ein Großteil der SQUID-Daten von ihm ausgewertet.

### 3.3 Messung der FMR und des ISHE

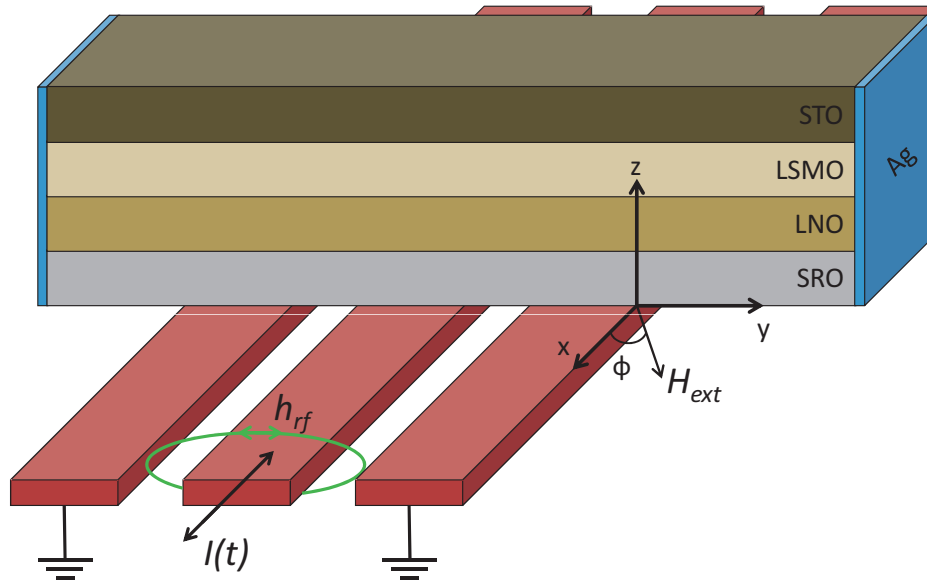
In den folgenden Unterkapiteln werden die Messmethoden zur Detektion der FMR und des ISHE dargestellt.

#### 3.3.1 FMR-Messung

Für die Messungen der Ferromagnetischen Resonanz und des ISHE wurde ein nicht-optischer JANIS-Kryostat (SVT-400T) verwendet, der mittels flüssigem Helium gekühlt werden kann. Die zu untersuchenden Proben wurden kopfüber auf einen koplanaren Wellenleiter gelegt, der aus einem 600  $\mu\text{m}$  breiten Signalleiter besteht. Der Abstand zwischen dem Signalleiter und der Masse beträgt 100  $\mu\text{m}$ . Um einen Kurzschluss zwischen den 35  $\mu\text{m}$  dicken Masse-Streifen (Kupfer) und dem Signalleiter durch die Proben zu vermeiden, wurde die Oberfläche des Wellenleiters mit PMMA 950 K 3% (Allresist) behandelt und damit isoliert. Die Messgeometrie für die FMR- und ISHE-Messungen ist in Abb. 29 dargestellt. Eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus ist in Abb. 30 zu sehen. Das zur Sättigung der Probe verwendete externe Magnetfeld wurde von einem Elektromagneten (GMW 3472-70) erzeugt, der auf einem Rotationstisch positioniert ist und eine 360°-Drehung mit einer Schrittweite von 0,5° erlaubt. Die Auflösung des externen Magnetfeldes ist kleiner als 0,01 mT. Die maximal erreichbare Magnetfeldstärke ist 1,4 T. Es ist zu beachten, dass die Auflösung der verwendeten Hall-Sonde zur Bestimmung der Magnetfeldstärke ca. 0,02 mT beträgt.

Der am Wellenleiter angelegte hochfrequente Wechselstrom wurde mit einem SMF 100A Hochfrequenz-Generator von Rohde&Schwarz erzeugt, mit dem es möglich ist die Frequenz und die Leistung des angelegten Signals zu variieren. Der Arbeitsbereich des SMF 100A liegt zwischen 10 kHz und 40 GHz. Die dazugehörige Leistung kann zwischen -30 dBm und 30 dBm variiert werden, wobei bei einer Frequenz von  $> 20$  GHz nur Leistungen  $< 13$  dBm möglich sind. Der Wechselstrom erzeugt, wie in Abb. 29 zu sehen, das anregende in grün dargestellte Wechselfeld (vgl. Gleichung 15).

Die durch den Wellenleiter transmittierte Hochfrequenz-Leistung wird durch einen Hochpassfilter gefiltert, um induzierte Störsignale zu unterdrücken. Das dadurch rauschärmere Signal wird im Anschluss durch eine Diode gleichgerichtet und kann mit einem Agilent 34420A Nanovoltmeter digital verarbeitet werden. Das entstandene DC-Signal ist dabei proportional zu dem Hochfrequenz-Signal durch den Wellenleiter. Während der FMR wird der Hochfrequenz Leistung entzogen, womit die transmittierte Leistung und das gemessene DC-Signal am Nanovoltmeter sinken. Um das Signal-zu-Rausch-

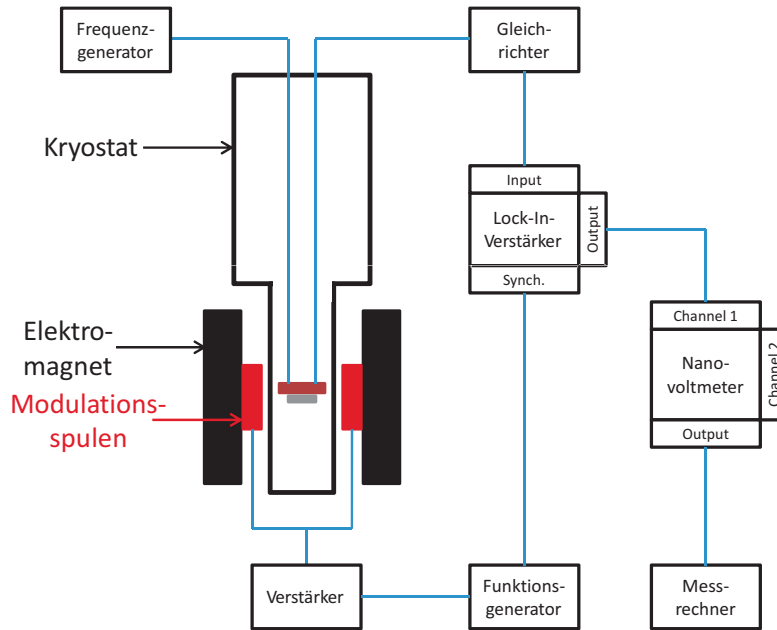


**Abbildung 29:** Schematische Darstellung der verwendeten in-plane Messgeometrie. Das dargestellte STO/LSMO/LNO/SRO-System liegt auf einem koplanaren Wellenleiter. Durch den hochfrequenten Wechselstrom  $I(t)$  wird das Wechselfeld  $h_{rf}$  (grün) erzeugt, welches durch die Masse begrenzt wird. Die Silberkontakte (Ag) dienen der Kontaktierung der Probe zur Messung der abfallenden Spannungen.

Verhältnis des entstehenden lorentzförmigen Absorptionssignals (vergleiche Abb. 31) weiter zu optimieren wurde die Lock-In-Technik verwendet, welche im nachfolgenden Abschnitt erklärt wird.

### 3.3.2 Lock-In-Technik

Bei Messungen der FMR mit angewandeter Lock-In-Technik wird das primäre externe Magnetfeld durch ein zusätzliches Magnetfeld moduliert. Dazu wird das vom Elektromagneten erzeugte Feld durch ein zweites Feld überlagert, das von zwei Induktionsspulen erzeugt wird. Die an den Spulen angelegte 20 Hz Wechselspannung wurde von einem Funktionsgenerator (Agilent 33210A) erzeugt. Es ergibt sich abwechselnd ein verstärkendes und abschwächendes Magnetfeld. Die angelegte Spannung hatte eine Amplitude von 100 mV, was einer Magnetfeldamplitude von 0,05 mT entspricht. Das von den Proben ausgehende modulierte Signal wird über einen phasensensitiven Bandpass gefiltert und vom Lock-In-Verstärker (Stanford Research Systems SR 530 bzw. MLFI von Zurich Instruments) verstärkt. Dabei ist es notwendig den verwendeten Lock-In-Verstärker mit



**Abbildung 30:** Schematischer Messaufbau für den verwendeten FMR-Messplatz.

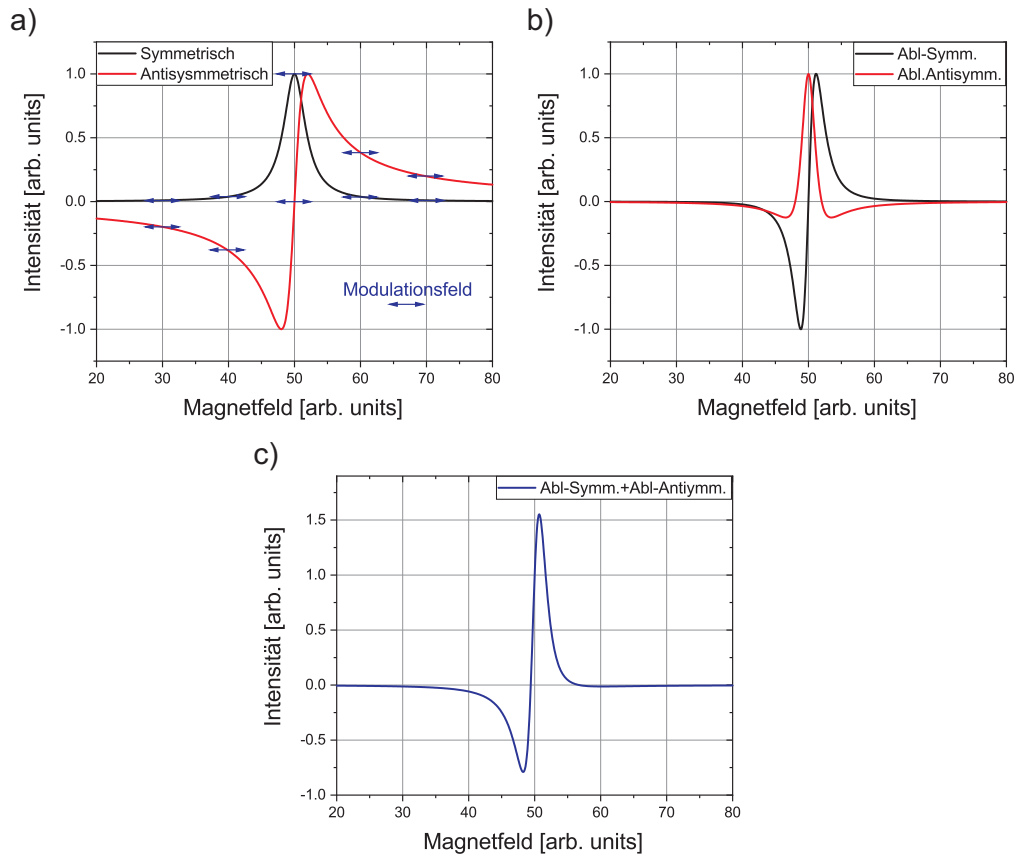
der gewählten Modulationsfrequenz zu synchronisieren. Das vom Verstärker ausgegebene Signal wird anschließend mit dem Nanovoltmeter detektiert. Der Lock-In-Verstärker misst, die Änderung der Transmission im Vergleich zu der Modulation des externen Feldes, was der Ableitung des lorentzförmigen Messsignals nach dem externen Magnetfeld (siehe Abb. 31 b)) entspricht. Bei Messungen der FMR an leitenden FM ergibt sich, wie bereits erwähnt, eine Überlagerung (Abb. 31 c)) beider Funktionen. Die Ableitung eines antisymmetrischen lorentzförmigen Signals (Abb. 31 a)) ist ebenfalls in Abb. 31 b) zu sehen.

Für die Ermittlung der Linienbreite  $\mu_0 \Delta H$  muss die entstandene Peak-zu-Peak Linienbreite  $\mu_0 \Delta H_{pp}$  um  $\sqrt{3}/2$ ,<sup>96, 162, 163</sup> im Falle eines rein symmetrischen Signals korrigiert werden. Es ergibt sich:

$$\mu_0 \Delta H_{pp} = \alpha \frac{\omega_{\text{FMR}}}{\gamma} \frac{2}{\sqrt{3}} + \mu_0 \Delta H_0. \quad (58)$$

Die Halbwertsbreite  $\mu_0 \Delta H$  ist somit das  $\sqrt{3}/2$ -fache der mittels Lock-In gemessenen Peak-zu-Peak Linienbreite.

Anhand von Abb. 31 c) ist jedoch zu erkennen, dass aufgrund der Überlagerung beider lorentzförmigen Anteile eine Bestimmung der Linienbreite durch die Peak-zu-Peak Lini-



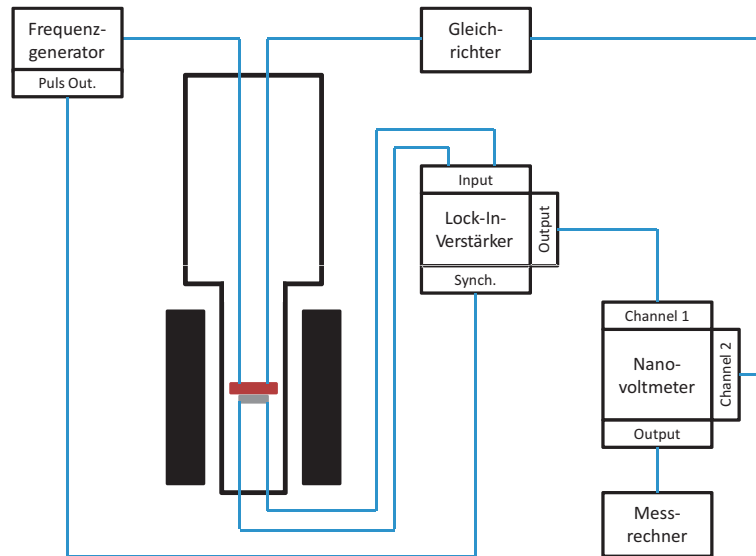
**Abbildung 31:** a) Das symmetrische (schwarz) und antisymmetrische (rot) lorentzförmige Absorptionsspektrum (ohne Lock-In) wird durch ein sich überlagerndes Magnetfeld moduliert. b) Gemessenes Absorptionssignal mit Lock-In Technik für die symmetrische (schwarz) und antisymmetrische (rot) Lorentzkurve. Beide Signale entsprechen der Ableitung des vorangegangenen Signals. c) Überlagerung der beiden in b) dargestellten Signale.

enbreite nicht möglich ist. Ebenfalls sei hier zu beachten, dass die jeweiligen Anteile mit unterschiedlicher Intensität zum Signal beitragen können. Somit ist die Bestimmung der Linienbreite nur durch eine Anpassung der gemessenen Daten, mittels der Überlagerung der Ableitungen der symmetrischen und antisymmetrischen Signale möglich.

### 3.3.3 Messung des ISHE

Für die Bestimmung des ISHE werden die Proben weiter prozessiert. Wie in Abb. 9 und 29 gezeigt, werden seitliche Kontakte und Zuleitungen an den vorher geschnittenen ( $2 \times 5 \text{ mm}^2$ ) Proben benötigt um die erzeugte Spannung zu detektieren. Dazu wurden





**Abbildung 32:** Schematischer Messaufbau für die Messung des ISHE. Die Hochfrequenz wird durch den Frequenzgenerator moduliert, wodurch die erzeugte Spannung mit dem Lock-In-Verstärker gemessen werden kann. Synchron zur Messung des ISHE kann über den Channel 2 am Nanovoltmeter die Absorptionslinie des FMR-Signals ohne Feld-Modulation gemessen werden.

seitlich an den Proben Kupferdrähte mit Leitsilber befestigt und die Oberfläche kontaktiert. Die Rückseite der Proben wurden vor der Messung mit Sandpapier von dem Leitsilber aus der PLD gereinigt, um Kurzschlüsse auf der Rückseite der Probe zu vermeiden. Zur Detektion der kleinen Spannungen, die durch den ISHE erzeugt werden, wurde ein Lock-In-Verstärker verwendet. Daher wurde der für die FMR-Messungen verwendete Messaufbau wie in Abb. 32 gezeigt, verändert. Die Modulation des Magnetfeldes wird durch eine Modulation der Hochfrequenzleistung ersetzt um eine Spannungsinduktion in den Probenzuleitungen zu vermeiden. Die verwendete Leistung wurde mit einer Rechteckspannung (An/Aus), mit der Frequenz von 1 kHz (Stanford Research Systems SR 530) bzw. 500 kHz (MLFI von Zurich Instruments) moduliert. Hier wird ebenfalls die Änderung des Signals, zwischen ein und aus geschalteter Hochfrequenz gemessen, womit die Hintergrundsignale, bei ausgeschalteter Hochfrequenz, vernachlässigt werden.

### 3.3.4 Auswertung der FMR- und ISHE-Messungen

Die, mit den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Methoden, erstellten Messdaten wurden wie im Folgenden erläutert ausgewertet.

Die gemessenen FMR-Kurven wurden mittels einer Kombination aus den Ableitungen nach dem Magnetfeld von Gleichung 17 und 19 angepasst. Als Fit-Parameter erhält man dabei das Resonanzfeld  $H_{\text{FMR}}$ , die Linienbreite  $\mu_0\Delta H$  und eine einheitenlose Amplitude der absorbierten HF-Leistung. Durch Variation der Frequenz können die aus den Messungen hervorgehenden Resonanzfelder bzw. Linienbreiten gegenüber der Messfrequenz aufgetragen werden. Die sich ergebenden Abhängigkeiten können mit der Kittel-Gleichung (Gleichung 14) bzw. Gleichung 18 angepasst werden. Aus den Resonanzfeldern und der Kittel-Gleichung erhält man das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$ , das Anisotropiefeld  $H_{\text{Ani}}$  und die effektive Magnetisierung  $M_{\text{eff}}$ . Für den Fall eines nicht konvergierenden Fits, aufgrund einer großen Abhängigkeit der einzelnen Parameter untereinander, wurde  $\gamma/2\pi = 28,0 \text{ GHz/T}$  gesetzt. Mit Hilfe des ermittelten gyromagnetischen Verhältnisses konnte die Gilbert-Dämpfung  $\alpha$  und die inhomogene Linienverbreiterung  $\mu_0\Delta H_0$  aus der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite ermittelt werden.

Für die Auswertung des ISHE wurden die aufgenommenen Spannungsabfälle mittels Gleichung 52 für einen konstanten Winkel angepasst. Hier erhält man zusätzlich zu dem Resonanzfeld und der Linienbreite die Amplitude der symmetrischen ( $U_{\text{AMR}}^{\text{Sym}} + U_{\text{ISHE}}$ ) und antisymmetrischen ( $U_{\text{AMR}}^{\text{Antisym}}$ ) Anteile. Die erhaltenen Amplituden für den symmetrischen Anteil wurden im Folgenden in Abhängigkeit ihres Messwinkels  $\Phi$  aufgetragen und mittels Gleichung 53 angepasst. Hier erhält man schlussendlich die ISHE-Spannung. Für den Fall, dass der Fit eine zu große Abweichung besitzt, wurden die Spannungen bei  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  abgelesen. Aufgrund des thermoelektrischen Effekts muss die echte ISHE-Spannung mittels:

$$U_{\text{ISHE}} = \frac{|U_{\text{ISHE},0^\circ} - U_{\text{ISHE},180^\circ}|}{2} \quad (59)$$

berechnet werden.

Die SDL erhält man aus der Schichtdickenabhängigkeit der ISHE-Spannung bzw. des ISHE-Stroms ( $I = U/R$ ). Unter der Annahme eines rein diffusiven Spintransports durch eine Zwischenschicht in einem Dreilagensystem FM/NM1/NM2, kann der sich ergebende

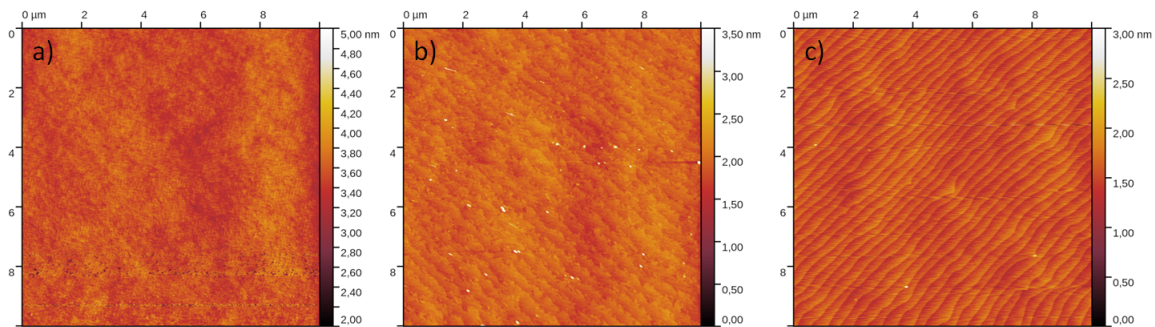
Verlauf mit:<sup>73</sup>

$$U_{\text{ISHE}} \propto e^{-d_{\text{NM1}}/\lambda_{\text{sd,NM1}}} \quad (60)$$

angepasst werden und die SDL bestimmt werden.

## 4 Probenherstellung

Die gesamte im Folgenden beschriebene Prozessierung der Proben fand in einem Reinraum der Klasse 100 (ISO 5) statt. Zu Beginn der Prozessierung wurden die verwendeten (001)-STO-Substrate für 10 min in einem Aceton-Ultraschallbad gereinigt, auf einem mit Isopropanol getränktem Reinraumentuch mechanisch gesäubert und abschließend in einem 10 min langen Isopropanol-Ultraschallbad gereinigt. Während der gesamten Reinigung wurde darauf geachtet, dass die Substrate nie trocknen, wodurch sich Rückstände bilden würden. Nach der Reinigung wurden die Substrate mit Stickstoff trocken geblasen. Die erste Reinigung dient der Vorbehandlung der Oberfläche und dem Entfernen der Verunreinigungen die bei der Herstellung der Substrate ( $10 \times 5 \times 0,5 \text{ mm}^3$ ) beim Hersteller entstanden sind. Eine Rasterkraftmikroskop-Aufnahme der Substrate nach der ersten Reinigung ist in Abb. 33 a) zu sehen. Hier ist noch keine klare Ordnung der Substratoberfläche zu erkennen. Die verwendeten Substrate haben eine Verkippung von  $< 0,5^\circ$ . Für



**Abbildung 33:** Rasterkraftmikroskop-Aufnahmen der verwendeten STO-Substrate a) vor b) nach dem Ätzen und nach dem c) Ausheilen der Oberfläche. Die Aufnahmen wurden von Kevin Lancaster (MLU Halle-Wittenberg) angefertigt.

die Perowskite der Form  $\text{ABO}_3$  kann sich entweder die AO-Ebene ( $\text{SrO}$ ) oder die  $\text{BO}_2$ -Ebene ( $\text{TiO}_2$ ) an der Oberfläche befinden.<sup>164</sup> Nach Schrott *et al.*<sup>164</sup> kann die Qualität des abgeschiedenen LSMO erhöht werden, wenn sich das  $\text{TiO}_2$  an der Oberfläche befindet. Um dies zu erreichen, wurden die gereinigten STO-Substrate für 30 sec in Flusssäure geätzt, wodurch sich das  $\text{TiO}_2$  an der Oberfläche bildet.<sup>164,165</sup> Im Anschluss wurden die Substrate mit deionisiertem Wasser gespült und der Reinigungsprozess mit Aceton und Isopropanol wiederholt. In Abb. 33 b) ist eine Rasterkraftmikroskop-Aufnahme eines geätzten STO-Substrats dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die entstandenen charakteristischen Stufen verschwommen und keine glatten Kanten vorhanden sind. Um die

Stufen zu glätten, wurden die Substrate für 6 h bei 960°C in einer 1000 mbar Sauerstoffatmosphäre erhitzt, wodurch die Beweglichkeit der Atome auf den Stufen erhöht wird, womit diese sich sowohl entlang der Stufenkante als auch zur Stufenkante hin bewegen können und sich somit energetisch günstiger anordnen. Nach dem Ausheilen der Oberfläche ergeben sich glatte Kanten an den Stufen, wie in Abb. 33 c) zu erkennen ist. Die Stufenhöhe beläuft sich auf etwa 0,4 nm, was einer Gitterkonstante des STO entspricht. Bevor die STO-Substrate zur Deposition verwendet werden können, wurden diese nochmals mit Aceton und Isopropanol gereinigt und im Anschluss mit Leitsilber auf den Widerstandsheizern befestigt. Das Leitsilber dient dem thermischen Kontakt zwischen Heizer und Substrat. Der präparierte Heizer wurde dann über eine Schleuse in die PLD-Kammer transferiert und dort auf den dafür vorhergesehenen Pins platziert. Die zur Deposition verwendeten Prozessparameter sind in Tabelle 1 für die jeweiligen Materialien dargestellt. Die Laserfluenz wurde mit einem Powermeter der Firma Coherent überprüft. Vor jeder Deposition wurden die verwendeten Targets für 15 min mit dem Laser abgerastert und somit die Oberfläche gereinigt, um Verschmutzungen der Materialoberfläche zu entfernen. Nach der Deposition der jeweiligen Schichtsysteme wurden die Schichten

Material	Prozessgas	Sauerstoffdruck [mbar]	Temperatur [°C]	Laserfluenz [J/cm <sup>2</sup> ]	Laserfrequenz [Hz]
LSMO	O <sub>2</sub>	0,2	750	2,3	2
LNO	O <sub>2</sub>	0,4	750	2,3	2
SRO	O <sub>2</sub>	0,2	750	2,3	2
LCO	O <sub>2</sub>	0,2	700	1,0	2

**Tabelle 1:** Prozessparameter für LSMO, LNO, SRO und LCO. Die angegebenen Temperatur entspricht der mit dem Pyrometer bestimmten Oberflächentemperatur.

mit 5°C/min in einer 0,4 mbar Sauerstoffatmosphäre abgekühlt, um die Entstehung von Defekten im Material zu vermeiden.

Zur Herstellung der gesputterten Schichten, wie Pt und NiO, wurden die in der PLD hergestellten Systeme insitu in die Sputter-Kammer transferiert.

Für die Pt-Schichten wurde eine Leistung für das E-Feld von 25 Watt verwendet (Strom und Spannung werden automatisch geregelt). Der eingestellte Ar-Prozessdruck betrug 0,0065 mbar. Mit den gewählten Prozessparametern ergibt sich eine Wachstumsgeschwindigkeit von 0,56 nm/s.

Zur Herstellung der NiO-Schichten wurde ein reines Nickel-Target verwendet. Die Pro-

zessparameter für die Deposition des Nickels waren 25 Watt Leistung und ein Prozessdruck von 0,013 mbar. Die Wachstumsgeschwindigkeit beläuft sich hier auf 0,5 nm/s. Courtade *et al.*<sup>166</sup> konnten zeigen, dass durch Ausheizen in einer Sauerstoffatmosphäre Ni oxidiert, wodurch ein reiner NiO-Film entsteht. Daher wurden die hergestellten LSMO/Ni-Proben von der Sputter-Kammer zurück in die PLD transferiert (*insitu*) und dort bei 1000 mbar Sauerstoffdruck und 400 °C für 3 h erhitzt. Die hier gewählten Parameter wurden anhand einer Testreihe, unter der Berücksichtigung der Arbeit von Courtade *et al.*<sup>166</sup> ausgewählt. Im Anschluss wurden auf die LSMO/NiO-Proben 13 nm Pt in der Sputter-Kammer deponiert.

## 5 Spinpumpen und ISHE in LSMO/LNO/SRO

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der strukturellen (XRD und TEM) und magnetischen (SQUID und FMR) Untersuchungen zu dem hergestellten Dreilagensystem  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3/\text{LaNiO}_3/\text{SrRuO}_3$  detailliert vorgestellt. Die Materialien bieten durch Ihre diversen magnetischen Übergänge eine große Vielfalt an temperaturabhängigen Experimenten.

Ghosh *et al.*<sup>167</sup> konnten den Kondo-Effekt in der Heterostruktur LSMO/LNO/SRO nachweisen, sowie den Magnetoresistiven Effekt. Auch wurde gezeigt, dass bei RT die Gilbert-Dämpfung (FMR) des LSMO in den Dreilagensystemen, im Vergleich zu einer reinen LSMO-Schicht erhöht ist, was auf die Erzeugung eines Spinstroms hindeutet.<sup>167</sup> Sánchez *et al.*<sup>168</sup> und Peng *et al.*<sup>169</sup> zeigten ein antiferromagnetisches Verhalten für  $\text{La}_{0,75}\text{Sr}_{0,25}\text{MnO}_3/\text{LaNiO}_3$ - bzw.  $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3/\text{LaNiO}_3$ -Grenzschichten unterhalb von 50 K bzw. 100 K. Sie konnten zusätzlich zeigen, dass dieses Verhalten allein von einer Rekonstruktion der Grenzschicht-Orbitale herrührt und das LNO im gesamten Temperaturbereich paramagnetisch ist. In dieser Arbeit wird das Spinpumpen und die

Name	LSMO [nm]	LNO [nm]	SRO [nm]	Pt [nm]
R0	40			
R1	40			13
R2	40	3		
LLS1	40	0	6	
LLS2	40	1,8	6	
LLS3	40	3	6	
LLS4	40	6	6	
LLS5	40	9	6	
LLS6	40	11	6	
LLS7	40	23	6	

**Tabelle 2:** Schichtzusammensetzung der hergestellten Proben.

Detektion des Spinstroms mittels des ISHE bei tiefen Temperaturen untersucht. Des Weiteren wird ein temperaturabhängiges Verhalten der effektiven SMC und ein Übergang zu einem zweilagensystemähnlichen Verhalten für das Dreilagensystem unterhalb der Curie-Temperatur von SRO nachgewiesen. Das von Wahler *et al.*<sup>66</sup> untersuchte System LSMO/SRO dient dabei als Referenz für die hier vorgestellten Messungen. Es konnte gezeigt werden,<sup>66</sup> dass der ISHE unterhalb von  $T_{C,\text{SRO}}$  verschwindet, jedoch konnte bisher keine Erklärung dafür gefunden werden. Durch die Trennung von LSMO und SRO

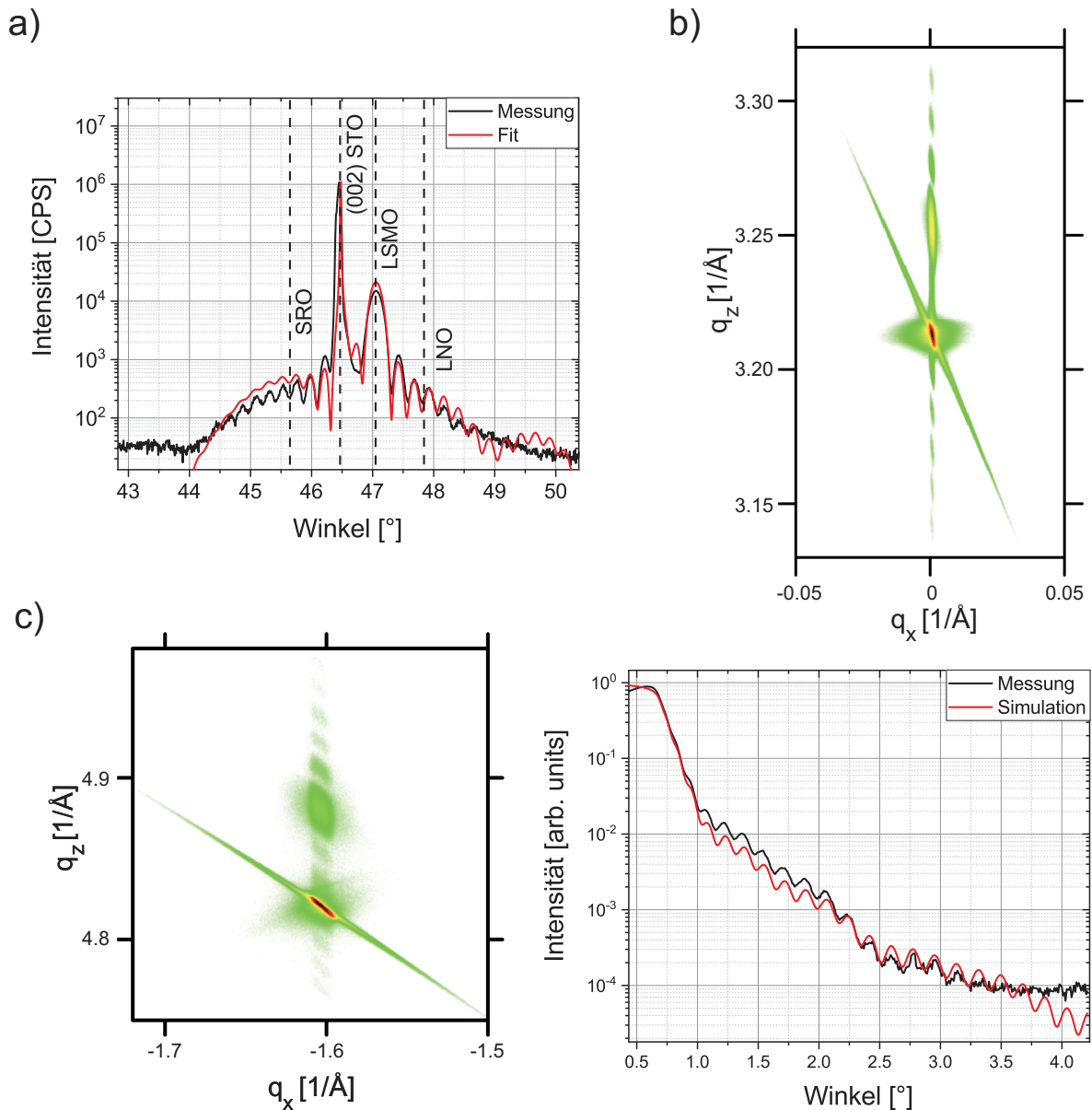
durch den Paramagneten LNO kann hier eine Erklärung für dieses Verhalten geliefert werden.

Die dafür hergestellten Proben und Referenzproben sind in Tabelle 2 aufgelistet. Die Herstellung und Depositionsparameter sind in Kapitel 4 beschrieben.

## 5.1 Strukturelle Eigenschaften

Alle hergestellten Heterostrukturen wurden, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, mittels XRD und XRR untersucht. In Abb. 34 sind die Ergebnisse des  $\omega/2\theta$ -Scans (a), der reziproken Gitterkarten (b-c) und einer XRR-Messung (d), beispielhaft für eine LSMO(40 nm)/LNO(3 nm)/SRO(6 nm)-Heterostruktur (Probe LLS3), dargestellt. Die gestrichelten Linien in Abb. 34 a) markieren die Position der einzelnen Schicht-Peaks, die durch Simulationen, mittels der Software *LEPTOS 2*, ermittelt wurden. Dadurch kann der Peak links des Substrat-Peaks ( $a_{\text{STO}} = 0,3905 \text{ nm}$ ) der SRO-Schicht, die die größte Gitterkonstante besitzt ( $a_{\text{SRO,bulk}} = 0,3930 \text{ nm}$ ) zugeordnet werden. Die Peaks auf der rechten Seite können dem LSMO ( $a_{\text{LSMO,bulk}} = 0,3873 \text{ nm}$ ) und dem LNO ( $a_{\text{LNO,bulk}} = 0,3840 \text{ nm}$ ) zugeordnet werden, wobei der dominante Peak durch die dicke LSMO-Schicht entsteht. Die Überszillationen sind sogenannte Schichtdicken-Oszillationen, die ein Anzeichen für glatte Grenzflächen sind. Die Messdaten können mit einem Fit (rote Linie) mit den Werten LSMO(39 nm)/LNO(2,5 nm)/SRO(5,5 nm) angepasst werden. Durch die sich unterscheidenden in-plane Gitterkonstanten entstehen Verspannungen in den einzelnen Schichten. Wohingegen SRO, durch die im Vergleich zu STO größere Gitterkonstante kompressiv verspannt ist, werden LSMO und LNO, durch ihre kleineren Gitterkonstanten tensil verspannt. Zur Überprüfung des Verspannungsparameters<sup>157</sup>  $\gamma_v$  werden reziproke Gitterkarten des symmetrischen (002)-Peaks und des asymmetrischen ( $\bar{1}03$ )-Peaks angefertigt. Die Ergebnisse für Probe LLS3 sind in Abb. 34 b) und c) abgebildet. Der  $\omega/2\theta$ -Scan aus Abb. 34 a) stellt dabei die Messung für  $q_x = 0$  in der symmetrischen reziproken Gitterkarte dar. Für den asymmetrischen ( $\bar{1}03$ )-Peak für das LSMO(40 nm)/LNO(3 nm)/SRO(6 nm)-Dreilagensystem ergibt sich, dass die drei Schichten auf einer vertikalen Linie bei  $q_x \approx -1,6 \text{ \AA}^{-1}$  liegen. Daraus lässt sich schließen, dass alle drei Schichten vollkommen verspannt sind und die in-plane Gitterkonstanten von LSMO, LNO und SRO die Gitterkonstante von STO angenommen haben. Die Schichtdickenoszillationen sind hier ebenfalls messbar. Der Verspannungsparameter für alle untersuchten Schichten ergibt sich daher zu  $\gamma_v = 1$ . Aufgrund der relativen kleinen Verbreiterung in  $q_x$ -Richtung für die jeweiligen Schichten ergibt sich eine geringe Mosaizität für die Heterostruktur.

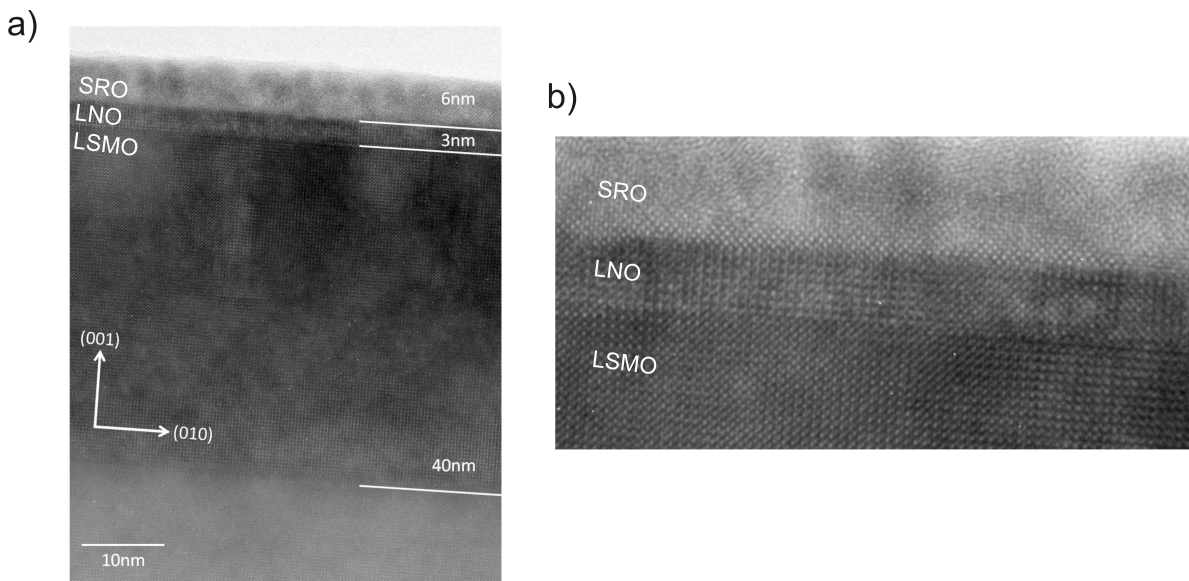




**Abbildung 34:** a)  $\omega/2\theta$ -Scan, b) symmetrische und c) asymmetrische reziproke Gitterkarte, sowie d) XRR-Messung für Probe LLS3.

Für die Untersuchung der Oberflächenrauigkeit wurden für alle hergestellten Schichten XRR-Scans angefertigt. In Abb. 34 d) ist das Messergebnis für Probe LLS3 dargestellt. Die mit größer werdendem Winkel schwach abfallende Signalintensität weist auf eine glatte Oberfläche der Probe hin. Mittels eines Fits (rote Linie) können die Schichtdicken zu LSMO(38 nm)/LNO(3,5 nm)/SRO(5 nm) und die Oberflächenrauigkeit mit  $< 0,5$  nm bestimmt werden. Jedoch ist der Fehler für die hier angegebenen Schichtdicken mit ca. 30%

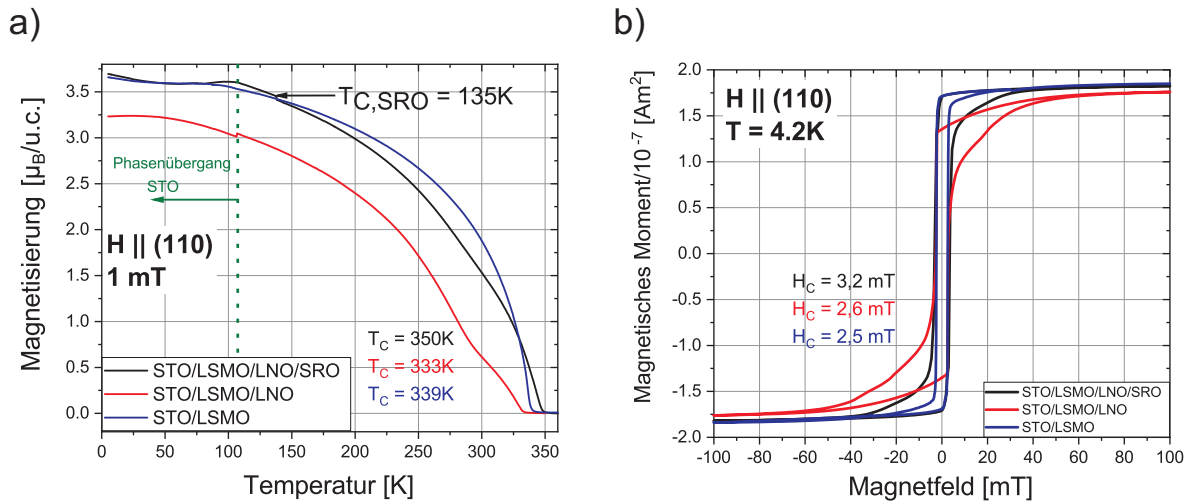
hoch. Grund hierfür ist, dass durch die vielen Simulationsparameter (drei Schichtdicken und Oberflächenrauigkeit) eine starke Abhängigkeit der einzelnen Parameter voneinander existiert. Zur genaueren Untersuchung der Grenzflächen und der kristallinen Qualität wurde für Probe LLS3 eine HRTEM-Aufnahme angefertigt. Die Probe wurde dazu wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, von Frank Heyroth vom Interdisziplinären Zentrum für Materialwissenschaften (Halle), präpariert und vermessen. Das Ergebnis der Untersuchung ist in Abb. 35 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sowohl das LSMO als auch das LNO monokristallin und epitaktisch im Bezug auf das Substrat gewachsen sind. Das SRO zeigt im Bereich der Grenzfläche LNO/SRO (Abb. 35 b)) ebenfalls epitaktisches Wachstum, jedoch können nach 3-4 Monolagen mehrere kristalline Orientierungen, was als polykristallin bezeichnet wird, beobachtet werden. Aufgrund der Ergebnisse der Röntgenuntersuchungen wurde während des Optimierungsprozesses der Schichten eine hohe kristalline Ordnung aller Schichten angenommen, die jedoch bei späteren HRTEM-Untersuchungen nur teilweise bestätigt werden konnten. Die Übergänge zwischen den einzelnen Schichten sind jedoch atomar glatt und die geringe Oberflächenrauigkeit aus den XRR-Untersuchungen kann bestätigt werden. Die hier bestimmten Schichtdicken von LSMO(40 nm)/LNO(3 nm)/SRO(6 nm) stimmen gut mit den Röntgenergebnissen überein, wodurch sich ein Fehler von 0,5 nm für die in Tabelle 2 angegebenen nominellen Schichtdicken ergibt.



**Abbildung 35:** a) und b) HRTEM-Aufnahmen von Probe LLS3.

## 5.2 Magnetische Charakterisierung

Die magnetischen Eigenschaften der hergestellten Heterostrukturen wurden zunächst mittels SQUID-Magnetometrie untersucht. Die sich dabei ergebende Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung ist in Abb. 36 a) abgebildet. Hier sind die Ergebnisse für die Proben R0, R3 und LLS3 abgebildet. Die Messungen wurden in der leichten [110]-Achse des LSMO bei einem externen Magnetfeld von 1 mT durchgeführt, um paramagnetische Hintergrundsignale in der Messung zu vermeiden. Es ist zunächst ein Anstieg der Magnetisierung mit sinkender Temperatur zu erkennen. Die sich ergebenden Curie-Temperaturen (333 K - 350 K) sind kleiner als die publizierten Werte für Bulk LSMO<sup>26</sup> von  $T_{C,LSMO} = 370$  K. Der Anstieg der Magnetisierung flacht bei etwa 100 K ab. Für alle vermessenen Proben ist der strukturelle Phasenübergang des STO-Substrats von einem kubischen Kristall hin zu einem tetragonalen, in Form eines Sprungs in der Messkurve (vgl. rote Kurve für STO/LSMO/LNO) bzw. durch eine sich ändernde Krümmung (vgl. blaue und schwarze Kurve für STO/LSMO und STO/LSMO/LNO/SRO) bei  $T = 105$  K zu erkennen. Hier ergibt sich eine abweichende Sättigungsmagnetisierung des LSMO auf-



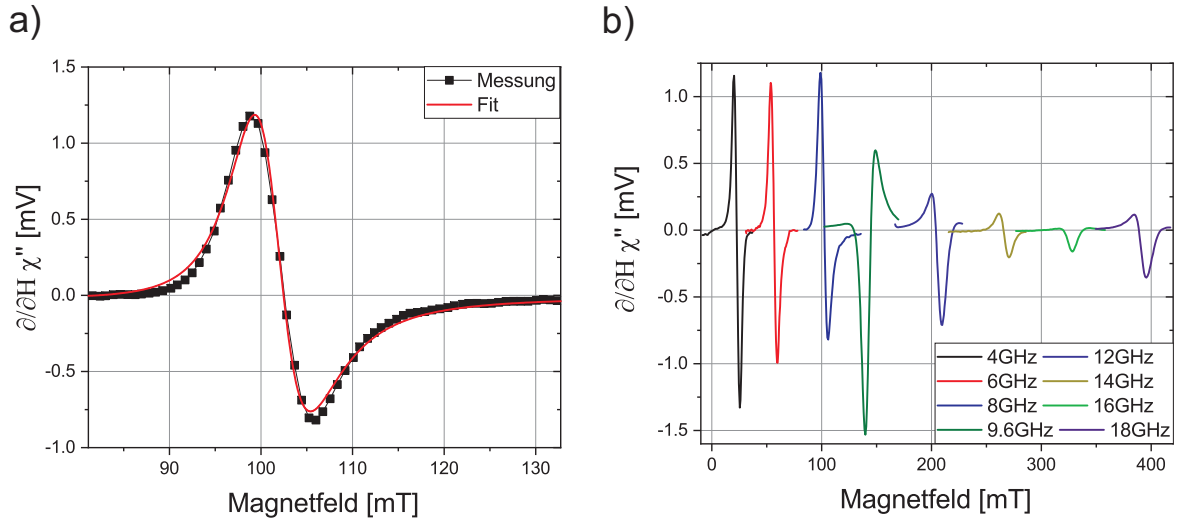
**Abbildung 36:** a) Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur von Probe R0, R3 und LLS3. Die Messungen wurden in der leichten [110]-Achse des LSMO bei einem externen Magnetfeld von 1 mT durchgeführt. b) Hysteresekurven für die Proben R0, R3 und LLS3.

grund einer sich ändernden Anisotropie. Der ferromagnetische Phasenübergang des SRO (Probe LLS3) ist durch einen Sprung in der gezeigten Messkurve bei  $T_{C,SRO} = 135$  K zu erkennen. Die sich hier für das SRO ergebende Curie-Temperatur ist kleiner als die von Koster *et al.*<sup>64</sup> und Wahler *et al.*<sup>66</sup> gezeigten Werte, was durch das Teils polykristalline

Verhalten des hier hergestellten SRO begründet werden kann. Der für LSMO/LNO abgebildete Übergang bei  $T = 280$  K lässt sich einer zweiten kristallinen Phase im LSMO zuordnen. Diese konnte jedoch in der FMR Spektroskopie nur bei hohen Temperaturen ( $T > 275$  K) detektiert werden. Nach der Durchführung eines Optimierungsprozesses bezüglich des Wachstums der LSMO-Schichten wurde die zweite LSMO-Phase nicht mehr beobachtet. Die Sättigungsmagnetisierungen von  $(3,20-3,65) \mu_B/\text{u.c.}$  aller Schichten liegen  $1,3\%$ - $13\%$  unterhalb des Bulk-Werts von  $3,70 \mu_B/\text{u.c.}$ <sup>170</sup> Eine Streuung der Magnetisierung ergibt sich aus einer größeren bzw. kleineren Konzentration an Sauerstoffleerstellen, wodurch die Sättigungsmagnetisierung vergrößert bzw. verkleinert ist.<sup>171</sup> Die sich ergebenden Koerzitivfelder  $\mu_0 H_C = 2,5-3,2$  mT aus den dargestellten Hysteresekurven (vgl. Abb. 36 b)) sind für alle hier gemessenen Schichten vergleichbar. Die Messtemperatur betrug  $4,2$  K und das externe Magnetfeld war in Richtung der leichten Achse des LSMO orientiert. Für alle hier vorgestellten Hysteresekurven wurde der paramagnetische Hintergrund des STO in den dargestellten Ergebnissen abgezogen. Dieser entsteht durch Verunreinigungen im diamagnetischen STO. Sánchez *et al.*<sup>168</sup> und Peng *et al.*<sup>169</sup> wiesen einen Exchange Bias in LSMO/LNO-Heterostrukturen nach, den sie durch eine Rekonstruktion der Grenzflächen-Orbitale begründeten. Wie für die hier gemessenen Daten zu sehen ist, sind die Hysteresekurven, symmetrisch um das Nullfeld, womit ein Exchange Bias in den hier hergestellten Heterostrukturen ausgeschlossen werden kann. Ebenfalls symmetrisch sind die gemessenen Kurven nach dem Kühlen der Proben in einem Feld von  $\pm 1$  T. Die Sättigung der Proben ergibt sich bei einem Feld von ca.  $20-40$  mT.

### 5.3 FMR und Spinpumpen

Zur Bestimmung der Dämpfung der hergestellten Proben wurden die Linienbreite und das Resonanzfeld der entstehenden lorentzförmigen Absorptionslinien während der FMR auf ihr frequenzabhängiges Verhalten untersucht. Die verwendete RF-Leistung betrug  $16$  dBm. Eine beispielhafte Messung ist für Probe LLS6 (Messung bei  $8$  GHz und  $190$  K) in Abb. 37 a) dargestellt. Die rote Linie ist eine Anpassung der Messkurve. Dabei war das externe Magnetfeld entlang der harten  $[100]$ -Achse des LSMO und entlang des Wellenleiters ausgerichtet. Das vom Lock-In-Verstärker verstärkte Signal liegt im mV-Bereich. Mittels des Fits (rote Linie) kann die Linienbreite  $\mu_0 \Delta H$  und das Resonanzfeld  $\mu_0 H_{\text{FMR}}$  ermittelt werden.



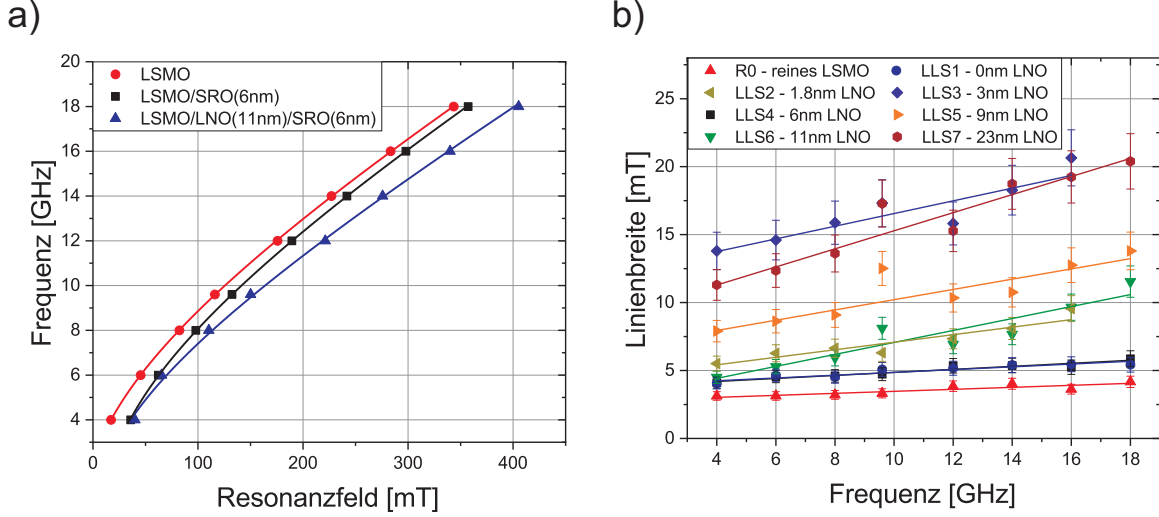
**Abbildung 37:** a) Anpassung (rot) des gemessenen lorentzförmigen Signals. b) Entstehenden Absorptionssignale für Probe LLS6 im Frequenzbereich von 4-18 GHz.

Probe	Dämpfung $\alpha/10^{-3}$	$M_{\text{eff}}/10^5$ [A/m]	$I_{\text{ISHE}}$ [nA]	$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}/10^{20}$ [1/m <sup>2</sup> ]
R0	$2,0 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,1$	-	-
R1	$20,0 \pm 3,0$	$6,9 \pm 0,3$	$12,0 \pm 1,0$	$3,31 \pm 0,53$
R2	$11,0 \pm 1,0$	$3,8 \pm 0,2$	$(8,6 \pm 2,5) \cdot 10^{-2}$	$0,89 \pm 0,10$
LLS1	$3,1 \pm 0,4$	$7,5 \pm 0,2$	$11,0 \pm 1,0$	$0,22 \pm 0,04$
LLS2	$7,6 \pm 1,3$	$6,7 \pm 0,3$	$0,54 \pm 0,1$	$1,01 \pm 0,22$
LLS3	$13,0 \pm 2,0$	$4,1 \pm 0,2$	$(9,9 \pm 5,4) \cdot 10^{-2}$	$1,24 \pm 0,24$
LLS4	$3,4 \pm 0,3$	$7,5 \pm 0,8$	$0,75 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,16$
LLS5	$10,4 \pm 1,7$	$6,4 \pm 0,1$	$0,86 \pm 0,23$	$1,45 \pm 0,28$
LLS6	$12,0 \pm 2,0$	$5,2 \pm 0,1$	$9,1 \pm 1,4$	$1,42 \pm 0,27$
LLS7	$19,0 \pm 1,9$	$3,2 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,4$	$1,48 \pm 0,21$

**Tabelle 3:** Zusammenfassung der Ergebnisse für das Spinpumpen und den ISHE bei  $T = 190$  K und dem externen Magnetfeld in [100]-Richtung, für die hergestellten Proben.

Der Anstieg des Resonanzfeldes mit sich erhöhender Frequenz (vgl. Abb. 37 b)) kann mit der Kittel-Gleichung (Gleichung 14) angepasst werden, woraus man die effektive Magnetisierung, das Anisotropiefeld und das gyromagnetische Verhältnis erhält. Für Probe R0, LLS1 und LLS6 ist dies in Abb. 38 a) beispielhaft dargestellt. Das sich ergebende Anisotropiefeld beträgt  $\mu_0 H_{\text{Ani}} = (2,4 - 33,0)$  mT, das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma/2\pi = (27,5 - 28,5)$  GHz/T und die effektive Magnetisierung ist  $M_{\text{eff}} = (5,2 - 7,5)$ .

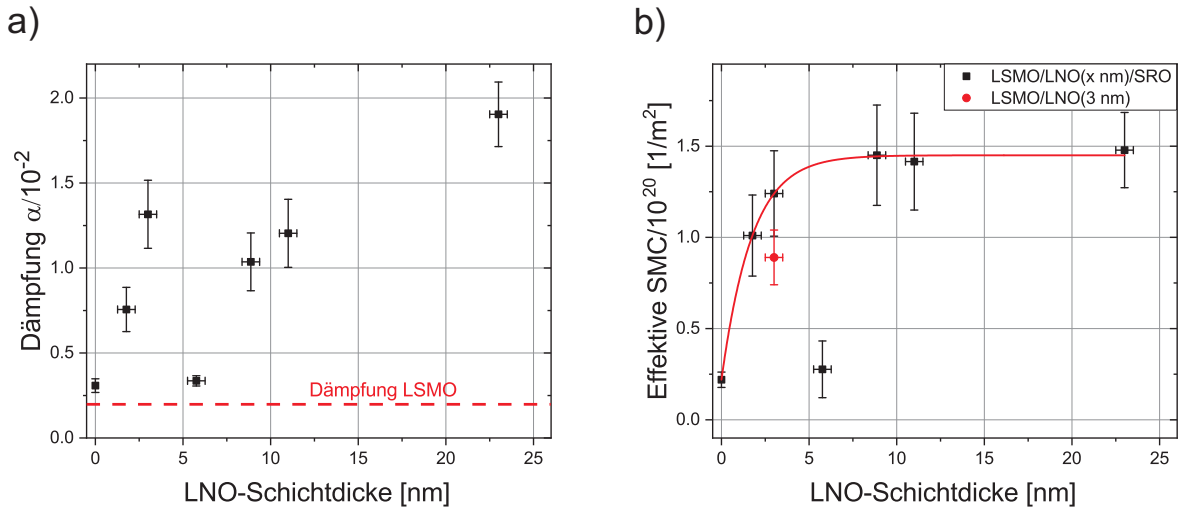
$10^5$  A/m. Die hier ermittelten effektiven Magnetisierungen entsprechen Werten von (3,05-4,50)  $\mu_B$ /u.c.. Die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für Probe R0 und LLS1 - LLS7 ist in Abb. 38 b) dargestellt. Der lineare Anstieg der Linienbreite kann mit Gleichung 18 und des bereits ermittelten gyromagnetischen Verhältnisses angepasst werden. Hieraus ergibt sich die Gilbert-Dämpfung  $\alpha$  und die Linienbreite  $\mu_0 \Delta H_0$ . Die Ergebnisse für alle hergestellten Proben sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Anhand der angegebene



**Abbildung 38:** a) Resonanzfeld in Abhängigkeit der Frequenz für Probe R0, LLS1 und LLS6. Die Kurven sind Fits basierend auf der Kittel-Gleichung. b) Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für Probe R0 und LLS1-LLS7. Die Geraden entsprechen einem linearen Fit zur Bestimmung der Dämpfung der Magnetisierung.

Daten ist zu erkennen, dass sich die Dämpfung der Zweilagenn- und Dreilagensysteme, im Vergleich zur reinen LSMO-Probe (Probe R0), erhöht hat. Dies ist ein Anzeichen für das Pumpen von Spins aus dem FM hinein in die Spinsenke. Für die LNO-Schichtdickenabhängigkeit der Dämpfung ergibt sich, wie in Abb. 39 a) zu sehen ist, kein eindeutiges Verhalten. Nach Tserkovnyak *et al.*<sup>97,98</sup> müsste sich nach einem anfänglichen Anstieg (Dreilagensystem hat einen geringeren Gesamt-Spinwiderstand  $R_{sd}$  für den Spinstrom als das Zweilagensystem, vgl. Gleichung 46) bzw. Abfall (Dreilagensystem hat einen größeren Gesamt-Spinwiderstand  $R_{sd}$  als das Zweilagensystem, vgl. Gleichung 45) der Dämpfung ein konstanter Wert einstellen, was hier jedoch nicht beobachtet wird. Der Grund hierfür sind die sich deutlich unterscheidenden effektiven Magnetisierungen bzw. Sättigungsmagnetisierungen der LSMO-Schichten (vgl. Tabelle 3), wodurch eine Vergleichbarkeit der Proben untereinander nicht gegeben ist. Für die meisten publi-

zierten Schichtsysteme wird aufgrund des Herstellungsprozesses (Flüssigphasenepitaxie oder Sputtern) davon ausgegangen, dass  $M_{\text{eff}}$  bzw.  $M_s$  für alle Schichten identisch ist. Jedoch kann dies für eine epitaktisch gewachsene Oxid-Heterostruktur aufgrund von Sauerstoffleerstellen nicht angenommen werden. Diese beeinflussen die Sättigungsmagnetisierung, da bei einer hohen Anzahl an Sauerstoffleerstellen die Magnetisierung in LSMO sinkt.<sup>171</sup> Die Normierung der Dämpfung auf die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  des FM führt zu der effektiven SMC der Probensysteme. Hier wird davon ausgegangen, dass  $M_{\text{eff}} \approx M_s$  ist. Mittels Gleichung 40 kann die effektive SMC mit  $\alpha_{\text{sp}} = \alpha_{\text{Probe}} - \alpha_{\text{LSMO}}$  ermittelt werden. Die Ergebnisse sind zum einen in Tabelle 3 zusammengefasst und zum anderen in Abhängigkeit der LNO-Zwischenschichtdicke in Abb. 39 b) abgebildet. Durch



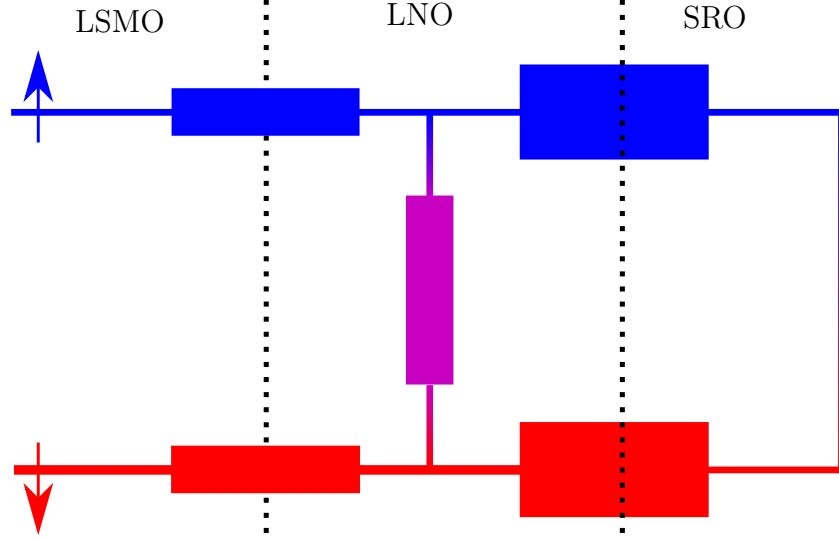
**Abbildung 39:** a) Abhängigkeit der Dämpfung von der LNO-Zwischenschichtdicke (Proben LLS1 - LLS7). b) Abhängigkeit der effektiven SMC von der LNO-Zwischenschichtdicke (Proben LLS1 - LLS7 und R2) bei 190 K.

die Normierung auf die Magnetisierung ergibt sich nach einem anfänglichen Anstieg die erwartete Sättigung der effektiven SMC ab einer LNO-Schichtdicke von ca. 9 nm. Hieraus wird ersichtlich, dass bei der Bestimmung der effektiven SMC und bei der Untersuchung des Spinpumpens die Sättigungsmagnetisierung nicht vernachlässigt werden kann.

Die folgenden Diskussionen beziehen sich auf das von Tserkovnyak *et al.*<sup>97</sup> eingeführte Modell für ein Dreilagensystem unter der Vernachlässigung des SML an den Grenzschichten. Hierzu sei auf Abb. 11 (ohne die grünen Widerstände in der Grenzschicht) und auf Abb. 40 verwiesen, anhand deren das hier vorliegende Dreilagensystem LSMO/LNO/SRO beschrieben werden soll. Dieses Modell ist zulässig, da SRO aufgrund seiner geringen SDL<sup>66</sup> als ideale Spinsenke mit einem sofortigen Spin-Flip nach der



LNO/SRO-Grenzschicht angesehen ( $R_{s,SRO} = 0$ ) und durch seinen metallischen Charakter für LNO der Widerstand  $R_{0,LNO}^{-1} \propto g_{0,LNO}^{\uparrow\downarrow}$  vernachlässigt werden kann. Somit reduziert sich das bereits vorgestellte Modell aus Abb. 11. Die zu betrachteten Widerstände sind die Grenzschichtwiderstände  $R_{0,LSMO/LNO}^{-1} \propto g_{0,LSMO/LNO}^{\uparrow\downarrow}$  und  $R_{0,LNO/SRO}^{-1} \propto g_{0,LNO/SRO}^{\uparrow\downarrow}$  sowie der SMW  $R_{s,LNO}^{-1} \propto g_{s,LNO}^{\uparrow\downarrow}$  in LNO (lila). Der in Abb. 39 b) zu se-



**Abbildung 40:** Modellhafte Schaltung für das Dreilagensystem LSMO/LNO/SRO. Aufgrund des großen Spin-Flips in SRO ist der Widerstand  $R_{s,SRO} = 0$ . Die Größe der Widerstände spiegelt das Verhältnis der einzelnen Anteile aus  $g_0^{\uparrow\downarrow}$  und  $g_s^{\uparrow\downarrow}$  wieder.  $R$  groß  $\rightarrow g^{\uparrow\downarrow}$  klein.

hende Anstieg der effektiven SMC zeigt, dass das Dreilagensystem LSMO/LNO/SRO durch einen kleineren Gesamt-Spinwiderstand  $R_{sd}$  günstiger für die Erzeugung eines Spinstroms ( $J_s \propto g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ , vgl. Gleichung 31) ist, als das LSMO/SRO-Zweilagensystem (vgl. Gleichung 46). Grund hierfür ist, dass zum einen der SMW von SRO viel größer als der Gesamt-Spinwiderstand der Heterostruktur ist und zum anderen LNO eine, im Vergleich zu SRO, große SMC besitzt, die durch Vergrößerung der LNO-Schichtdicke ansteigt, da der Rückfluss des Spinstroms reduziert wird. Hier gilt  $R_{s,SRO} > \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd,LSMO/LNO/SRO}$ . Es ergibt sich ein Abfall des Gesamt-Spinwiderstands für den erzeugten Spinstrom in der Heterostruktur und damit einhergehend ein Anstieg der effektiven SMC. Mit sich vergrößernder LNO-Schichtdicke sinkt der Gesamt-Spinwiderstand weiter was anhand von Abb. 13 b) ersichtlich ist. Für Probe LLS4 ergab sich bei der Untersuchung der Dämpfung, vermutlich durch Überlagerung anderer FMR-Moden, ein nicht lineares Verhalten der Linienbreite in Abhängigkeit von der Frequenz, wodurch die Dämpfung einen sehr großen Fehler aufweist und mit den anderen Proben nicht vergleichbar ist.



Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, ergibt sich für dicke Zwischenschichten  $d_{\text{NM1}} \gg \lambda_{\text{sd,NM1}}$  ein Übergang von einem Dreilagensystem zu einem zweilagensystemähnlichen Verhalten mit einem konstanten Gesamt-Spinwiderstand der Heterostruktur und einer konstanten effektiven SMC, weil bereits in NM1 alle Spins geflippt sind. Durch das Erreichen der Sättigung der effektiven SMC ab  $d_{\text{LNO}} \approx 9 \text{ nm}$  kann anhand der vorliegenden Daten eine SDL von  $\lambda_{\text{sd,LNO}} \ll 9 \text{ nm}$  bei einer Temperatur von 190 K abgeschätzt werden. Die in Abb. 39 b) eingezeichnete rote Linie ist ein Fit zu Gleichung 44, wobei zum einen davon ausgegangen wird, dass sich die Erhöhung der effektiven SMC in einem Dreilagensystem analog zu der Dämpfungserhöhung  $\alpha_{\text{sp}}$  verhält. Zum anderen ist dieses Modell für das hier betrachtete Dreilagensystem zulässig, da SRO eine geringe SDL<sup>66</sup> hat und somit ein sofortiger Spin-Flip hinter der Grenzschicht LNO/SRO zu erwarten ist. Durch den Anstieg von  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  kann zusätzlich der Fall  $g_{0,\text{LNO/SRO}}^{\uparrow\downarrow} < \frac{h}{\tau_{\text{SF,LNO}} \delta_{\text{sd,LNO}}}$  angenommen werden, was aufgrund der geringen SDL und großen Leitfähigkeit in LNO zutreffend ist. Anhand des Fits ergibt sich für die SDL bei  $T = 190 \text{ K}$  in der [100]-Achse des LSMO ein Wert von  $\lambda_{\text{sd,LNO}} = (3,3 \pm 0,9) \text{ nm}$ . Aufgrund der Fehlerbalken können die hier dargestellten Daten auch mit einer kleineren SDL von 1,7 nm angepasst werden. Somit ergibt sich für die SDL in LNO ein Bereich von  $1,7 \text{ nm} < \lambda_{\text{sd,LNO}} \ll 9 \text{ nm}$ .

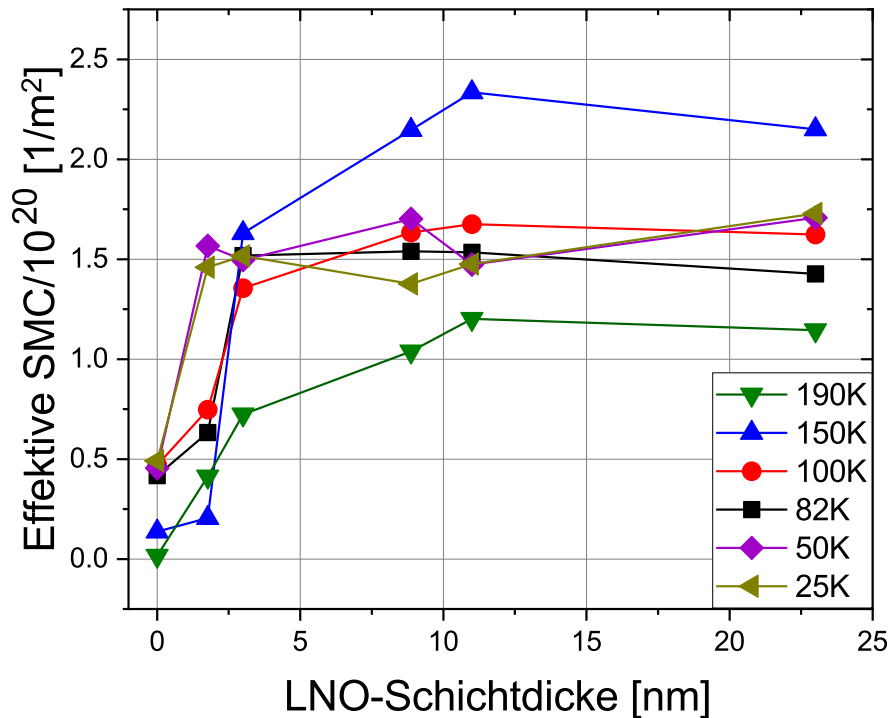
Beim Übergang von LSMO zu LSMO/SRO (Probe R0  $\rightarrow$  Probe LLS1) ergibt sich eine effektive SMC von  $2 \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^2$ . Im Gegensatz dazu erhält man eine effektive SMC von  $9 \cdot 10^{19} \text{ 1/m}^2$ , durch das Aufbringen von 3 nm LNO auf das LSMO (Probe R0  $\rightarrow$  Probe R2). Womit davon ausgegangen werden kann, dass das Verhältnis von  $g_{0,\text{LSMO/LNO}}^{\uparrow\downarrow}$  zu  $g_{0,\text{LSMO/SRO}}^{\uparrow\downarrow}$  größer als 9:2 sein muss, da für die 3 nm LNO die SDL noch nicht erreicht ist, womit die Spins an der LNO/Vakuum-Grenzschicht reflektiert werden. Daher muss zusätzlich ein Rückfluss von Spins zum FM berücksichtigt werden. Durch das Hinzufügen von SRO auf das LSMO/LNO-Zweilagensystem (Probe R2  $\rightarrow$  Probe LLS3) ergibt sich, anhand der gemessenen Daten, ein vergleichbarer Anstieg der effektiven SMC wie für den Übergang von LSMO zu LSMO/SRO. Jedoch muss hier berücksichtigt werden, dass durch das Aufbringen des SRO die SMC  $g_{\text{s,LNO}}^{\uparrow\downarrow}$  ansteigt (siehe Kapitel 2.3.2), wodurch der Beitrag des SRO an der gemessenen effektiven SMC kleiner wird. Der geringe Anstieg liegt innerhalb der Fehlergrenzen, was anhand von Abb. 39 b) ersichtlich ist. Dieser Anstieg kann anhand des Modells für die effektive SMC (Abb. 11) nachvollzogen werden. Durch das Hinzufügen einer weiteren Spinsenke auf die bereits vorhandene Schicht NM1 und dem damit einhergehenden Übergang von einem Zweilagensystem zu einem Dreilagensystem wird eine weitere Grenzfläche (LNO/SRO) mit einer weiteren Spin-Flip Möglichkeit (SRO) erzeugt. Durch die Parallelschaltung der Widerstände ergibt sich eine

Reduktion des Gesamt-Spinwiderstands durch ein Hinzufügen eines weiteren Widerstandes. Damit einher geht die Erhöhung der effektiven SMC. Dabei wird vorausgesetzt, dass der Grenzfall  $d_{\text{LNO}} \gg \lambda_{\text{sd,LNO}}$  noch nicht erfüllt ist, womit ein weiterer Anstieg der effektiven SMC noch möglich ist. Vereinfacht kann das hinzugefügte NM2 als eine weitere Möglichkeit für einen Spin-Flip verstanden werden, wodurch sich die Leitfähigkeit für den Spinstrom erhöht.

Basierend auf den vorangegangenen Überlegungen das sowohl  $g_{0,\text{LSMO/LNO}}^{\uparrow\downarrow} \gg g_{0,\text{LSMO/SRO}}^{\uparrow\downarrow}$  als auch  $g_{0,\text{LNO/SRO}}^{\uparrow\downarrow} \approx g_{0,\text{LSMO/SRO}}^{\uparrow\downarrow}$  gilt, ergeben sich die folgende Schlussfolgerungen für die effektive SMC in dem untersuchten Dreilagensystem. Durch die Reihenschaltung der Widerstände ist in einem Zweilagensystem (Abb. 10 a) Modell für ein Zweilagensystem) der Gesamt-Spinwiderstand größer als die Einzelwiderstände:  $R_{\text{sd}} = 2R_{0,\text{LSMO/LNO}} + R_{\text{s,LNO}}$ . Hieraus folgt, dass die effektive SMC im Zweilagensystem LSMO/LNO (Probe R2) kleiner als  $g_{0,\text{LSMO/LNO}}^{\uparrow\downarrow}$  und  $g_{\text{s,LNO}}^{\uparrow\downarrow}$  ist. Daraus folgt auch, dass die beiden Anteile größer als  $g_{0,\text{LNO/SRO}}^{\uparrow\downarrow}$  sind, womit sich die in Abb. 40 dargestellten Größenunterschiede der Widerstände ergeben.

Im Vergleich zu Probe R1 (LSMO/Pt) zeigt sich, dass die effektive SMC aller anderen Proben deutlich kleiner ist, da Pt als eine ideale Spinsenke angesehen werden kann, in der die Wahrscheinlichkeit eines Spin-Flips und damit die Leitfähigkeit für den Spin-Flip-Kanal erhöht ist.

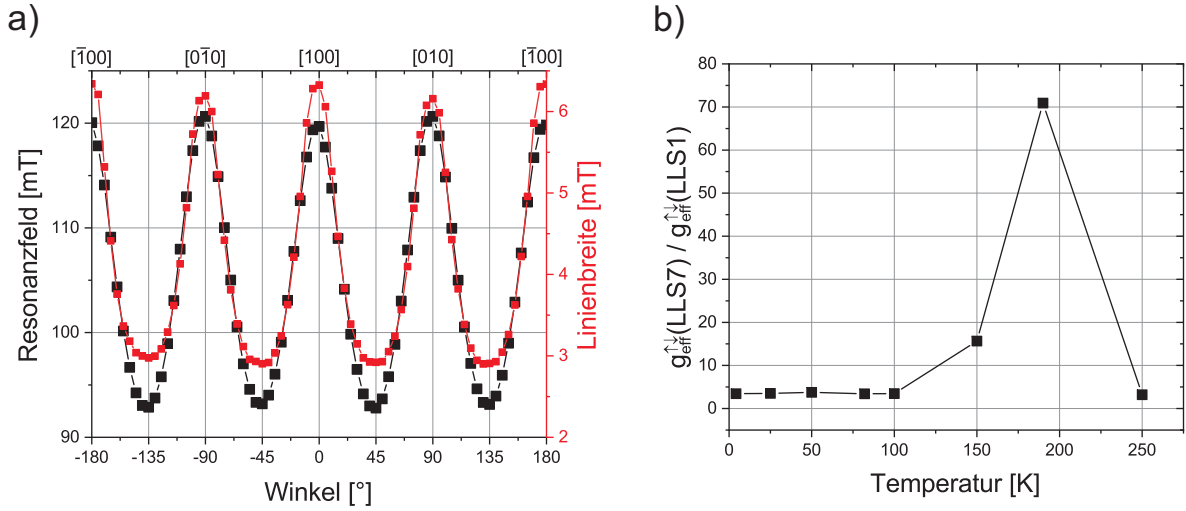
Zur weiteren Untersuchung der Erzeugung des Spinstroms wurden die hier vorgestellten Messungen temperaturabhängig in einem Bereich von 4,2-300 K durchgeführt. Das externe Magnetfeld wurde hier in Richtung der leichten [110]-Achse des LSMO angelegt. Die Messungen wurden dabei analog zu den Messungen bei  $T = 190$  K in der [100]-Achse ausgewertet. Die Ergebnisse für die sich ergebenden effektiven SMC sind in Abb. 41 für den Bereich 25-250 K dargestellt. Die Messungen für 4,2 K ergaben aufgrund einer verwendeten lokalen Modulation des externen Magnetfeldes keine verlässlichen Ergebnisse, da bei dieser Untersuchungsmethode das gemessene Signal zu klein ist. Für Temperaturen  $> 200$  K konnten aufgrund der geringen Magnetisierung des LSMO nur für einen Teil der Proben verlässliche Signale gemessen werden. Probe LLS4 ist in Abb. 41 nicht abgebildet da diese auch in [110]-Richtung aufgrund der Überlagerungen von diversen FMR-Moden eine große Messunsicherheit aufweist. Beim Vergleich der Ergebnisse für die Untersuchungen bei 190 K in der [100]- und [110]-Achse ergibt sich jeweils eine Sättigung der effektiven SMC mit steigender LNO-Schichtdicke für  $d_{\text{LNO}} > 9$  nm, wodurch in beiden Fällen die SDL mit  $\lambda_{\text{sd,LNO}} \ll 9$  nm abgeschätzt werden kann. Jedoch ergeben



**Abbildung 41:** Schichtdicken- und Temperaturabhängigkeit der effektiven SMC für ein externes Magnetfeld in  $[110]$ -Richtung des LSMO.

sich unterschiedliche Werte für die maximale ( $d_{\text{LNO}} > 9 \text{ nm}$ ) und minimale ( $d_{\text{LNO}} = 0 \text{ nm}$ ) effektive SMC. Der Grund hierfür ist die Anisotropie des LSMO, wodurch sich für die unterschiedlichen magnetischen Achsen unterschiedliche Linienbreiten und Dämpfungen ergeben. Hierzu ist in Abb. 42 a) die Linienbreite (rot) und das Resonanzfeld (schwarz) für Probe R0 in Abhängigkeit des in-plane Winkels dargestellt. Die Messungen wurden bei 120 K und einer Frequenz von 9,6 GHz durchgeführt. Die harten Achsen und die damit einhergehende Maxima für das Resonanzfeld und die Linienbreite liegen, wie erwartet, in  $[100]$ -Richtung. Die leichten Achsen sind in Richtung der  $[110]$ -Achse des LSMO orientiert. Die mit der Änderung der Linienbreite einhergehende Änderung der Dämpfung führt bei der Berechnung der effektiven SMC zu unterschiedlichen absoluten Werten.

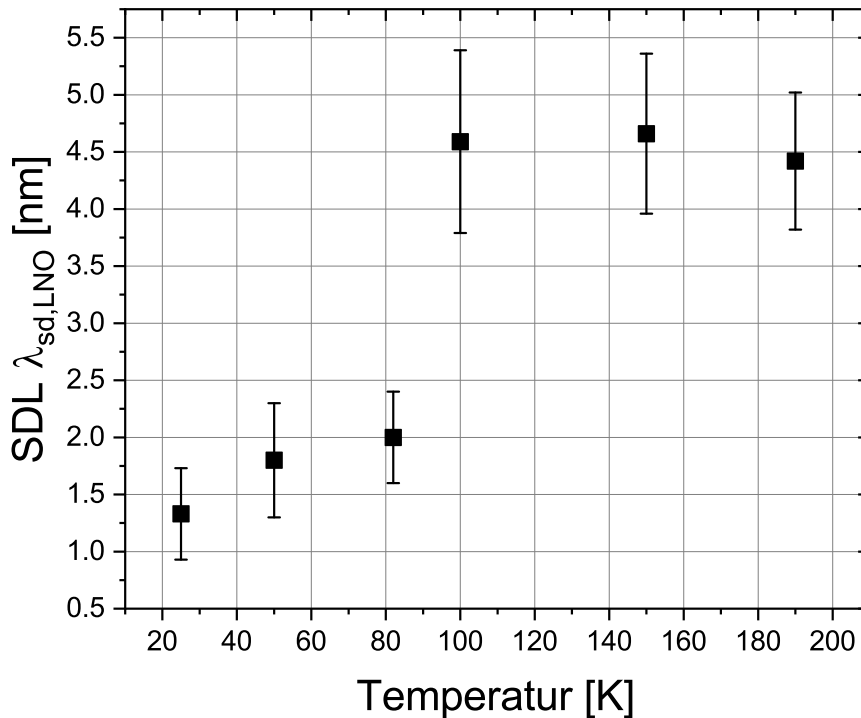
Die Sättigung der effektiven SMC in den untersuchten Dreilagensystemen wird für Temperaturen  $< 150 \text{ K}$  mit bereits kleineren LNO-Schichtdicken erreicht (vgl. Abb. 41). Hieraus ergibt sich, dass sich die SDL in LNO mit sinkender Temperatur verringert.



**Abbildung 42:** a) Resonanzfeld (schwarz) und Linienbreite (rot) in Abhängigkeit des in-plane Winkels. b) Verhältnis der effektiven SMC von Probe LLS7/LLS1 in  $[110]$ -Richtung des LSMO.

Des Weiteren ist anhand des temperaturabhängigen Verlaufs der effektiven SMC (vgl. Abb. 41) zu erkennen, dass die erreichte Sättigung der effektiven SMC für tiefe Temperaturen nahezu identische maximale Werte aufweist. Zu beachten ist, dass die größte Änderung der effektiven SMC für 190 K erzielt wird. Dazu sei auf Abb. 42 b) verwiesen, in der das Verhältnis der effektiven SMC von Probe LLS7 mit LLS1 abgebildet ist. Mit sinkender Temperatur ergibt sich zunächst ein Anstieg des effektiven SMC-Verhältnisses, welcher durch den Anstieg der Sättigungsmagnetisierung des LSMO entsteht. Bei 190 K ist deutlich zu sehen, dass das Verhältnis, im Vergleich zu den anderen untersuchten Temperaturen, ca. 20-mal größer ist, was darauf hindeutet, dass hier der Unterschied zwischen Zweilagensystem (LSMO/SRO) und Dreilagensystem (LSMO/LNO/SRO) für die Erzeugung eines Spinstroms am größten ist. Für Temperaturen  $\leq 100$  K ergibt sich ein verkleinertes aber nahezu konstantes Verhältnis der effektiven SMC. Hier sei auf die noch folgende Temperaturabhängigkeit des ISHE verwiesen (vgl. Abb. 48), wo das konstante effektive SMC Verhältnis und der konstante maximale Wert für die effektive SMC genauer diskutiert werden.

Die in Abb. 41 gezeigten Daten wurden analog zu den Untersuchungen in der harten  $[100]$ -Achse bei 190 K mit Gleichung 44 angepasst. Die sich aus den Fits ergebenden SDL für das LNO sind in Abb. 43 abgebildet. Anhand der hier dargestellten Werte ergibt sich ein starker Abfall der SDL in LNO unterhalb von  $T \approx 100$  K. Eine Begründung für das hier gezeigte Verhalten kann lediglich vermutet werden. Da der Abfall im Be-



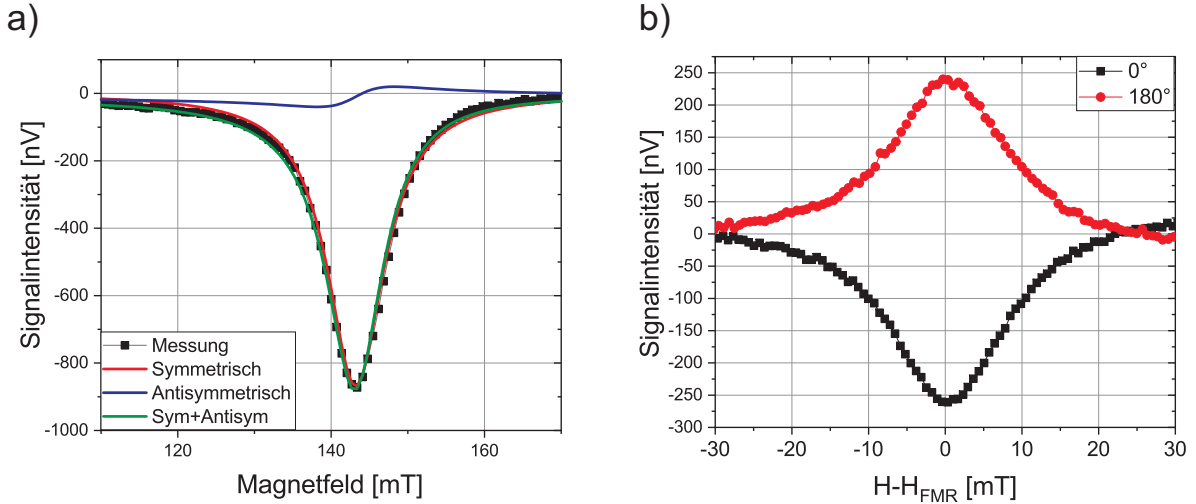
**Abbildung 43:** Temperaturabhängigkeit der SDL in LNO, bestimmt aus den FMR-Messungen in der [110]-Achse des LSMO.

reich des strukturellen Phasenübergangs des STO liegt, kann die damit einhergehende strukturelle Änderung des epitaktischen LSMO und LNO eine mögliche Begründung sein.

## 5.4 ISHE

Bisher konnte indirekt gezeigt werden, dass aufgrund der Erhöhung der Dämpfung ein Spinstrom vom FM in die Spinsinken hinein gepumpt wird. Für den Nachweis des Spinstrom wurden die hergestellten Proben auf den ISHE hin untersucht. Die im Folgenden vorgestellten Messungen wurden bei einer Frequenz von 9,6 GHz und einer Leistung von 19 dBm durchgeführt. Dabei entspricht  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  der Ausrichtung des externen Magnetfeldes parallel zum verwendeten Wellenleiter in Richtung der [100]-Achse des LSMO. Die gewählte Temperatur betrug (wenn nicht anders erwähnt) 190 K und war somit unterhalb der Curie-Temperatur von LSMO jedoch über der des SRO. Grund

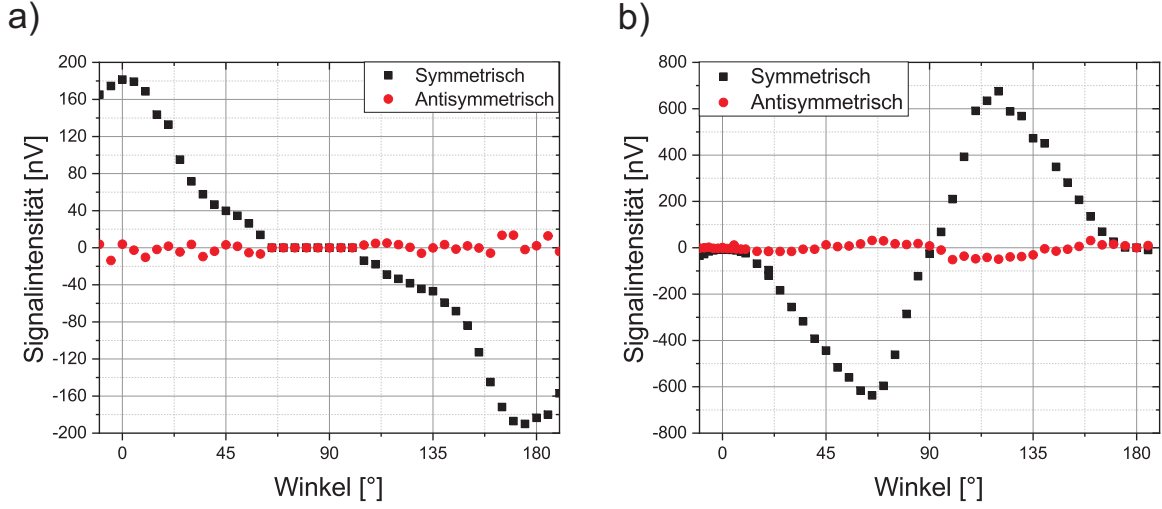
hierfür ist ein Verschwinden des ISHE unterhalb von  $T_{C,SRO}$ , wie Wahler *et al.*<sup>66</sup> in LSMO/SRO zeigen konnten. Die Überlagerung des ISHE mit der generierten Span-



**Abbildung 44:** a) Überlagerung der Spannungen des AMR-Effekts (symmetrisch und antisymmetrisch) und des ISHE (symmetrisch). b) Symmetrische ISHE-Spannung bei einem Winkel des externen Magnetfeldes von  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ .

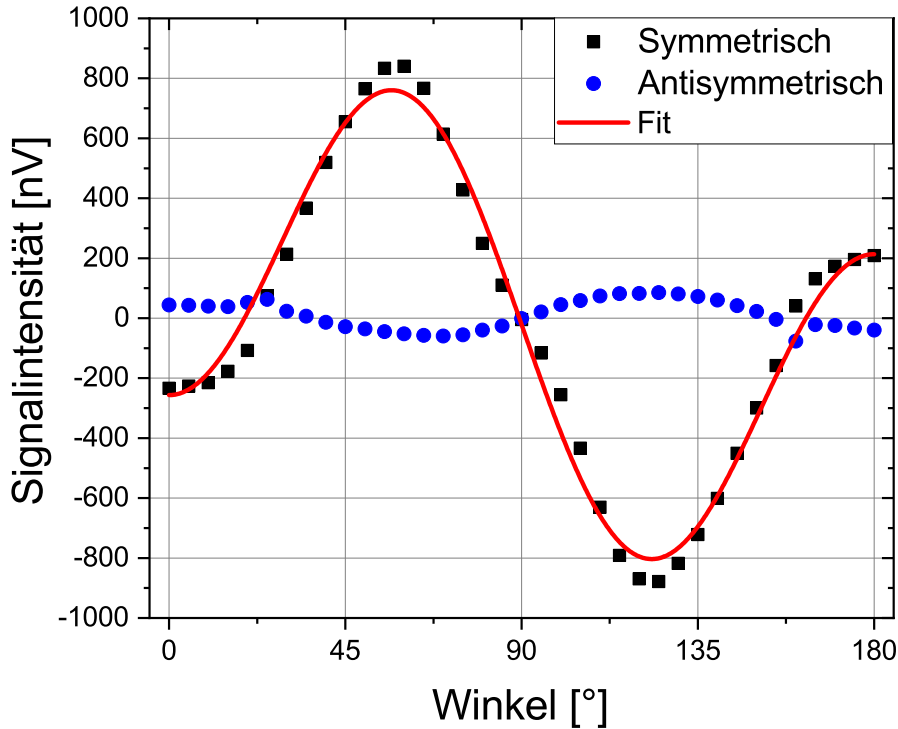
nung des AMR-Effektes führt, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, zu einer Kombination aus einem symmetrischen und antisymmetrischen lorentzförmigen Signal. Das Signal des ISHE hat dabei, im Gegensatz zum AMR, einen rein symmetrischen Anteil. In Abb. 44 a) ist diese Überlagerung eines gemessenen Signals für Probe LLS6 ( $\Phi = 125^\circ$ ) veranschaulicht. Die gezeigten Fits ergeben sich nach Gleichung 52. Für die Messung bei  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  ergibt sich, unter Ausschluss des anomalen Hall-Effekts in LSMO,<sup>66</sup> ein verschwindender AMR-Effekt bei gleichzeitig maximalem ISHE-Signal. Dies ist in Abb. 44 b) für Probe LLS6 abgebildet. Das rein symmetrische Signal und der Vorzeichenwechsel bei einer Rotation des externen Magnetfeldes um  $\Phi = 180^\circ$  kann dem ISHE zugeschrieben werden. Es ist zu erkennen, dass die Maxima der beiden Signale einen sich unterscheidenden Betrag besitzen, was auf die in Kapitel 2.5 beschriebenen thermischen Effekte zurückzuführen ist. Die Messungen wurden hier ebenfalls mit Gleichung 52 bei einem konstanten Winkel von  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $\Phi = 180^\circ$  angepasst. Die sich daraus ergebenden ISHE-Spannungen (ohne Thermospannung und AMR-Spannung) kann nach Gleichung 59 berechnet werden. Für die hier gezeigte Messung ergibt sich eine Spannung von 250 nV. Für die Untersuchung sowohl des ISHE als auch des AMR-Effekts wurden für alle Proben winkelabhängige Messungen der abfallenden Spannung während

der FMR angefertigt. Die Ergebnisse für die Referenzprobe R1 und R2 sind in Abb. 45 abgebildet. Für die Proben LLS1 - LLS7 ist das Ergebnis beispielhaft anhand von Probe LLS6 in Abb. 46 abgebildet. Für LSMO/Pt (Probe R1) ergibt sich das für den reinen



**Abbildung 45:** a) Winkelabhängigkeit der gemessenen Spannung in LSMO/Pt (Probe R1). b) Winkelabhängigkeit der gemessenen Spannung in LSMO/LNO (Probe R2).

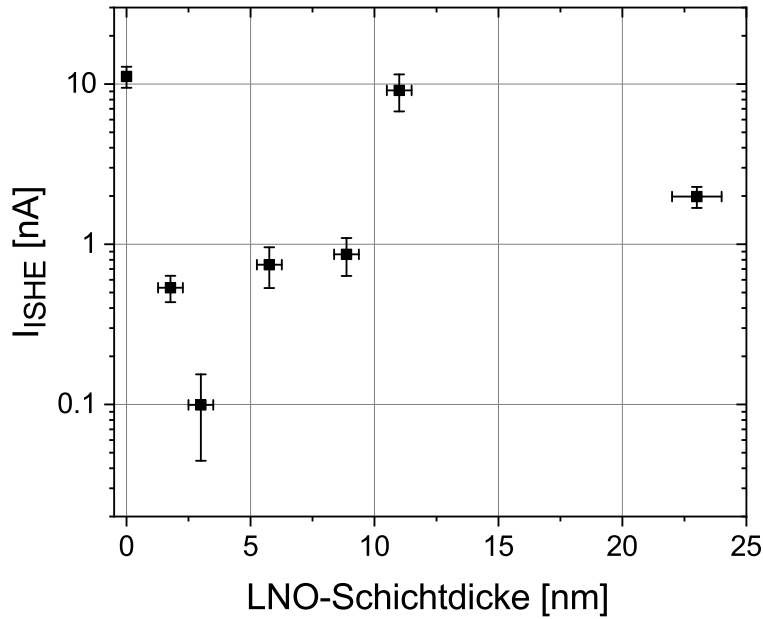
ISHE erwartete  $(\cos \Phi)^3$ -Verhalten. Dabei verschwindet der antisymmetrische Anteil (rote Kurve) aufgrund des verringerten Probenwiderstands ( $R_{\text{LSMO/Pt}} \approx 20 \Omega$ ), wodurch die durch den AMR-Effekt im LSMO erzeugte Spannung, nicht detektiert wird. Es konnte bereits durch die erhöhte Dämpfung gezeigt werden, dass ein Spinstrom in LSMO/LNO (Probe R2) generiert wird, jedoch kann, wie in Abb. 45 b) zu sehen, die Umwandlung des Spinstrom in einen Ladungsstrom nicht detektiert werden. Für  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  ergeben sich sehr kleine Spannungen von  $U_{\text{ISHE}} < 2 \text{ nV}$ . Die Ursache für dieses Verhalten ist vermutlich ein im Vergleich zu Pt<sup>9,79-81</sup> ( $\eta_{\text{Pt}} = 0,0067-0,068$ ) und SRO<sup>66</sup> ( $\eta_{\text{SRO}} = -0,027$ ) kleinerer Spin-Hall-Winkel  $\eta_{\text{LNO}}$ , was zu einer verringerten Umwandlung des Spinstroms in einen Ladungsstrom führt. Jedoch kann dies hier nicht genauer verifiziert werden. Im Gegensatz zu LSMO/Pt ergibt sich jedoch eine deutlich größere AMR-Spannung, da der Probenwiderstand erhöht ist ( $R_{\text{LSMO/LNO}} \approx 350 \Omega$ ). Durch Aufbringen von SRO auf die LSMO/LNO-Zweilagensysteme kann der Spinstrom direkt nachgewiesen werden. Wie in Abb. 46 zu sehen, ergibt sich zum einen ein kleiner antisymmetrischer Anteil und zum anderen ein dominierender symmetrischer Anteil für  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ , was dem ISHE zuzuschreiben ist. Mittels Gleichung 53 kann der symmetrische Teil der Messung für Probe LLS6 angepasst werden. Die sich ergebende ISHE-Spannung ist  $U_{\text{ISHE}} = (255 \pm 10) \text{ nV}$



**Abbildung 46:** Winkelabhängigkeit der gemessenen Spannung in LSMO/LNO/SRO. Für den symmetrischen Anteil (schwarz) wurde die Messung anhand von Gleichung 53 angepasst (rot).

und für den symmetrischen Anteil des AMR-Effekts ergibt sich  $U_{\text{AMR}}^{\text{Sym}} = (1077 \pm 21) \text{ nV}$ . Somit ist auch hier der AMR-Effekt durch den höheren Probenwiderstand dominant gegenüber dem ISHE. Der sich ergebende Offset von  $(-21 \pm 10) \text{ nV}$  entsteht wahrscheinlich durch die thermoelektrischen Effekte. Zu beachten ist, dass sich bei einem Vergleich von den Messungen für LSMO/Pt (vgl. Abb. 45 a)) und LSMO/LNO/SRO (vgl. Abb. 46) ein anderes Vorzeichen des ISHE bei z.B.  $\Phi = 0^\circ$  ergibt. Dies ergibt sich aus dem entgegengesetzten Vorzeichen des Spin-Hall-Winkels von SRO im Vergleich zu Pt. Diese Untersuchung wurde für alle in Tabelle 2 aufgelisteten Proben durchgeführt. Die sich ergebenden ISHE-Spannungen wurden auf ihren Probenwiderstand normiert, wodurch man den ISHE-Strom  $I_{\text{ISHE}}$  erhält. Die Ergebnisse der einzelnen Proben sind in Tabelle 3 aufgelistet. Bei einem Vergleich von Abb. 45 a)) und 46 ist zu sehen, dass die erzeugte Spannung für LSMO/LNO(11 nm)/SRO um ca. 30% größer ist als für eine LSMO/Pt-Schicht. Nach der Normierung auf den Probenwiderstand ergibt sich, aufgrund des größeren Spin-Hall-





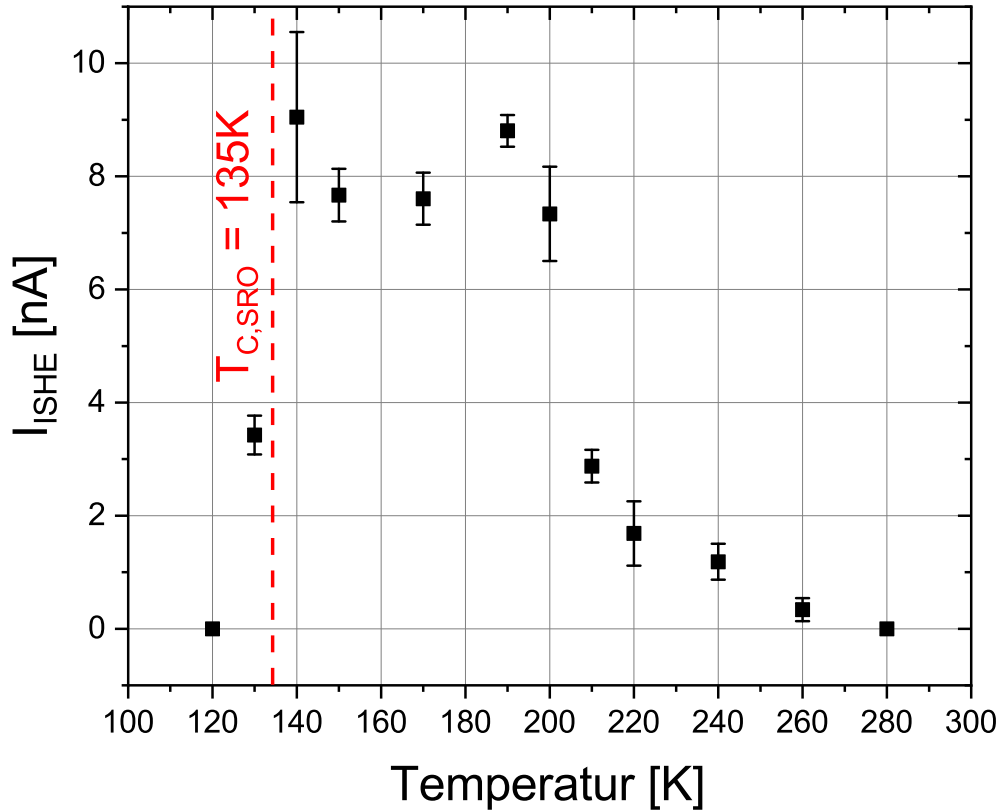
**Abbildung 47:** Schichtdickenabhängigkeit des ISHE-Stroms für LSMO/LNO(x nm)/SRO-Heterostrukturen bei  $T = 190$  K.

Winkels, der zu erwartende größere Effekt für die LSMO/Pt-Probe. Die ISHE-Ströme für die Proben LLS1-LLS7 sind in Abb. 47 in Abhängigkeit der LNO-Schichtdicke abgebildet. Bei einem rein diffusen Transport durch das LNO wäre zu erwarten, dass der sich ergebende ISHE-Strom bzw. die ISHE-Spannung exponentiell mit der Schichtdicke abfällt (vgl. Gleichung 60).<sup>73</sup> Dies kann hier jedoch nicht beobachtet werden. Es ist zu erkennen, dass der erzeugte Strom zunächst abfällt und im Anschluss ansteigt und ein Maximum bei 11 nm LNO erreicht. Es schließt sich ein Abfall des Stroms an. Harri *et al.*<sup>100</sup> beschreiben den erzeugten ISHE-Strom in einem Dreilagensystem. Hieraus wird deutlich, dass der Strom von vielen einzelnen Parametern, wie Sättigungsmagnetisierung, Leitfähigkeiten, Spin-Mischungsleitfähigkeit und Schichtdicken der einzelnen Schichten abhängig ist. Somit ergibt sich, dass das hier gemessene Verhalten der Proben vermutlich auf die Schwankungen der Probenqualität zurückzuführen ist, wie schon anhand der effektiven Magnetisierung bzw. Sättigungsmagnetisierung (vgl. Tabelle 3) deutlich wird. Als entscheidender Parameter kann die Schichtqualität des SRO vermutet werden. Wie in den TEM-Aufnahmen (vgl. Abb. 35) zu sehen ist, sind nur die ersten Monolagen des SRO kristallin. Unter der Annahme, dass in einem polykristallinen Ma-

terial eine Umwandlung des Spinstroms in einen Ladungsstrom erschwert ist, ergibt sich bei einer Änderung der Anzahl der kristallinen Monolagen eine Änderung der erzeugten ISHE-Spannung. Aufgrund dessen kann aus der Schichtdickenabhängigkeit des ISHE keine Information bzgl. der SDL gezogen werden. Jedoch konnte gezeigt werden, dass es in dem hier verwendeten Dreilagensystem möglich ist einen Spinstrom von einem Oxid durch ein sich angrenzendes Oxid zu pumpen und diesen in einem dritten Oxid zu detektieren. Dabei wurde die Erzeugung des Spinstroms sowohl indirekt (Erhöhung der Dämpfung) als auch direkt (ISHE) nachgewiesen.

## 5.5 Spinpumpen für $T < T_{C,SRO}$

Wahler *et al.*<sup>66</sup> konnten zeigen, dass unterhalb der Curie-Temperatur des SRO der ISHE in SRO schnell abfällt. Hierzu gab es zwei mögliche Erklärungen. Zum einen ist man davon ausgegangen, dass durch den ferromagnetischen Übergang des SRO und einer damit einhergehenden nicht kollinearen Ausrichtung der Spinorientierungen des LSMO und SRO, der Spinstrom an der LSMO/SRO-Grenzfläche reflektiert wird und es somit zu keinem Pumpen von Spins hinein in die Spinsenke kommen kann. Zum anderen ist es denkbar, dass das SRO mit dem LSMO koppelt und dadurch die Magnetisierung des LSMO in eine andere Richtung gezwungen wird. In diesem Fall würde die Resonanzbedingung nicht mehr erfüllt sein, wodurch eine Anregung der Magnetisierung nicht mehr gegeben wäre. Durch die Entkopplung von LSMO und SRO durch das paramagnetische LNO kann hier diese Problemstellung geklärt werden. Im Falle des erneuten Abfalls der ISHE-Spannung nach Erreichen von  $T_{C,SRO}$  wäre die mit dem Ferromagnetismus des SRO einhergehende nicht kollineare Orientierung der Spins in LSMO und SRO und die daraus folgende Reflexion des Spinstroms an der LNO/SRO-Grenzfläche die Ursache für das beobachtete Verhalten. Falls jedoch der ISHE noch unterhalb von  $T_{C,SRO}$  messbar wäre, wäre die Kopplung von LSMO und SRO für das beobachtete Verhalten verantwortlich. Probe LLS6 wurde daher in einem Temperaturbereich von 300-4,2 K untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 48 abgebildet. Hier ist zunächst mit sinkender Temperatur ein Anstieg der ISHE-Spannung zu erkennen, was mit einem Anstieg der Sättigungsmagnetisierung des LSMO zu erklären ist (vgl. Abb. 36 a)). Nach Erreichen eines Maximums fällt die erzeugte ISHE-Spannung, unterhalb von  $T_{C,SRO} = 135$  K schnell ab, bis sie ab einer Temperatur von  $T \leq 120$  K nicht mehr messbar ist. Dieses Ergebnis zeigt, dass, wie bereits von Wahler *et al.*<sup>66</sup> vermutet, der Abfall des ISHE-Signal auf die nicht kollineare Ausrichtung der gepumpten Spins und der entstandenen Magnetisierung des SRO zurückzuführen ist. Durch die daraus folgende Reflexion des Spinstroms an der



**Abbildung 48:** Temperaturabhängigkeit des ISHE-Stroms für LSMO/LNO(11 nm)/SRO (Probe LLS6). Die gestrichelte Linie markiert die Curie-Temperatur des SRO.

LNO/SRO-Grenzfläche ergibt sich eine reduzierte Flip-Möglichkeit der Spins, was zu einer reduzierten effektiven SMC führt. Dies wurde bereits durch die temperaturabhängigen Messungen der effektiven SMC in LSMO/LNO/SRO (vgl. Abb. 41) nachgewiesen, wo eine konstante maximale effektive SMC für alle Temperaturen  $\leq 100$  K bestimmt werden konnte (vgl. Abb. 42 b)). Das Dreilagensystem verhält sich bei tiefen Temperaturen ( $T < T_{\text{C,SRO}}$ ) demnach wie ein Zweilagensystem ohne weitere Spinsenke NM2. Um dies weiter zu untersuchen wurde die effektive SMC für Probe R2 ebenfalls temperaturabhängig in der [110]-Achse untersucht und diese mit den Ergebnissen von Probe LLS3 (beide 3 nm LNO) verglichen. Die Ergebnisse beider Proben sind in Abb. 49 dargestellt. Für  $T > T_{\text{C,SRO}}$  ist zu erkennen, dass sich die effektive SMC für das Zweilagensystem LSMO/LNO teils deutlich von der des Dreilagensystems LSMO/LNO/SRO unterscheidet.

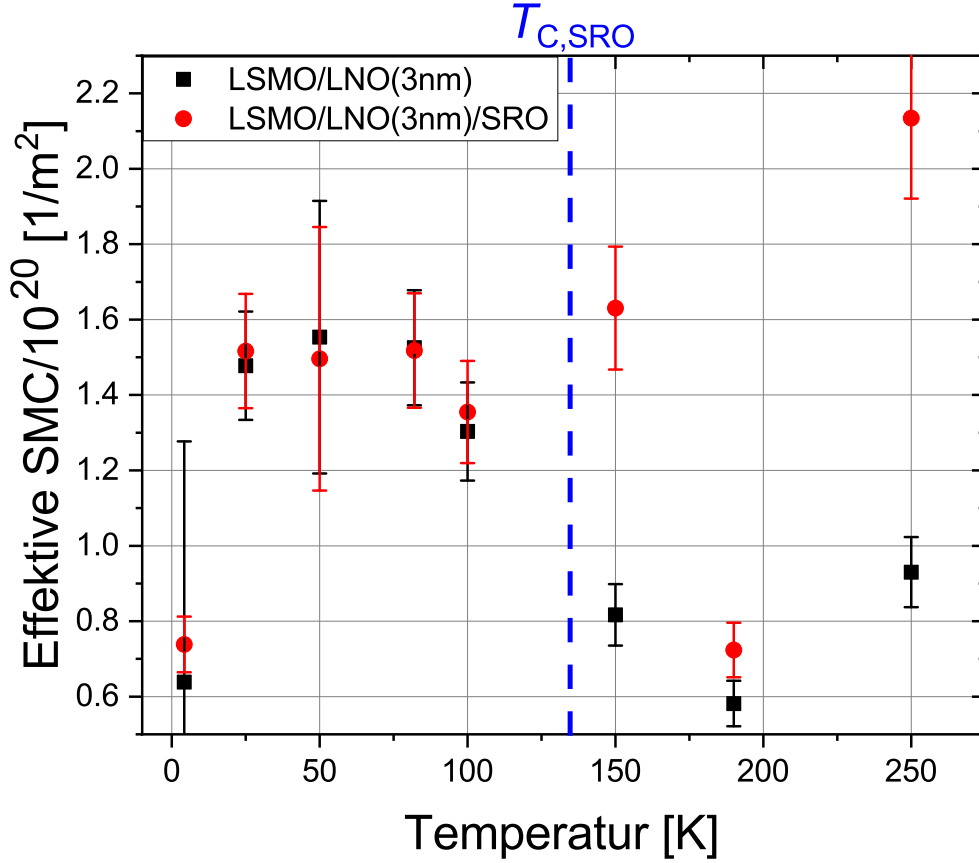
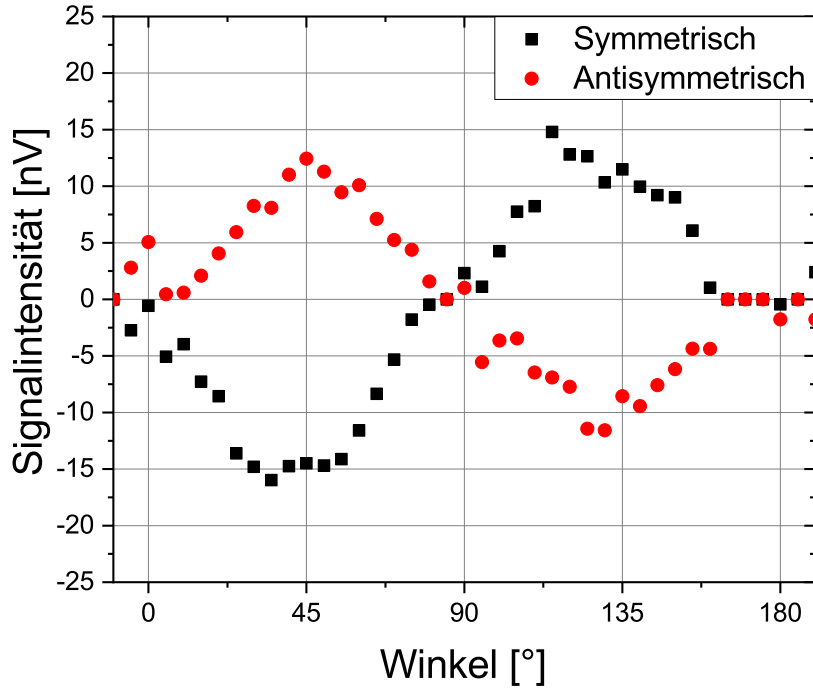


Abbildung 49: Temperaturabhängigkeit der effektiven SMC für Probe R2 und LLS2 (beide 3 nm LNO). Die blau gestrichelte Linie markiert die Curie-Temperatur des SRO.

det. Hier kann der Spinstrom von LNO in das SRO injiziert werden, wodurch sich eine weitere Möglichkeit für einen Spin-Flip ergibt. Bei Unterschreitung der Curie-Temperatur des SRO ( $T < T_{C,SRO}$ ) ist eine nahezu identische effektive SMC für beide Proben zu sehen. Dies zeigt das vermutete Zweilagungsverhalten für die untersuchten Dreilagensysteme, aufgrund des Ferromagnetismus des SRO. Anhand der Theorie aus Kapitel 2.3.2 ergibt sich für die Spin-Leitfähigkeit an der LNO/SRO-Grenzfläche  $g_{0,LNO/SRO}^{\uparrow\downarrow} = 0$ , womit Gleichung 44 zu einem Zweilagensystem (Gleichung 39) entkoppelt wird. Dies entspricht einem Widerstand von  $R_{0,LNO/SRO} = \infty$ . Hier sei zu beachten, dass aufgrund des Hinzufügens des SRO auf das LSMO/LNO-Zweilagensystem die SMC  $g_{s,LNO}^{\uparrow\downarrow}$  vergrößert wird, jedoch ist es nicht möglich eine genaue Aussage bezüglich der Größe dieser Veränderung anzugeben.

## 5.6 LSMO/LNO/Pt und LSMO/SRO/Pt

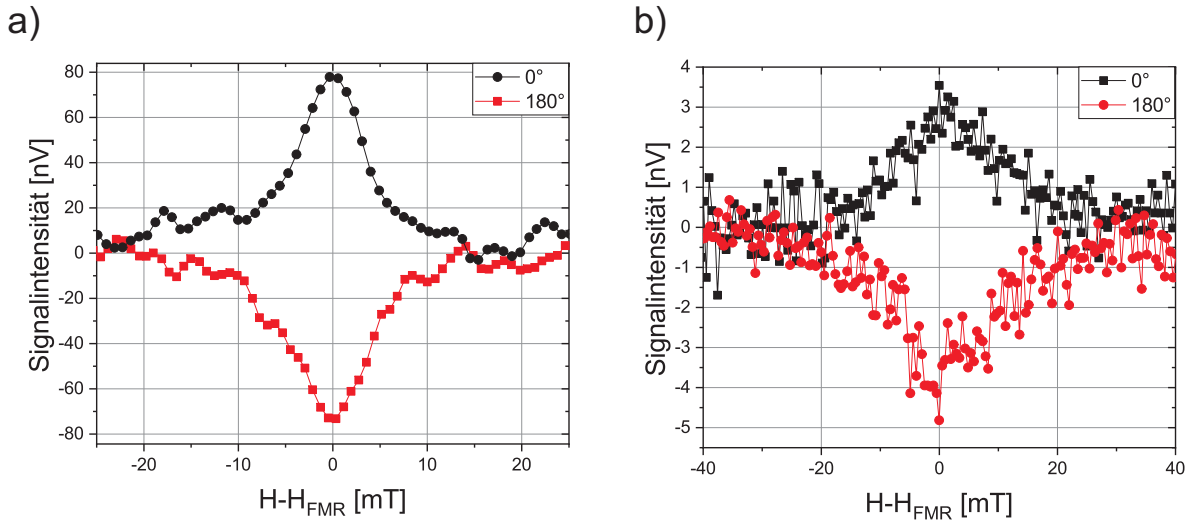
Abschließend zu den Untersuchungen in LSMO/LNO/SRO-Dreilagensystemen wurden zusätzlich die Systeme LSMO/LNO/Pt und LSMO/SRO/Pt untersucht. Hierbei lag der Fokus nur auf der Detektion des erzeugten Spinstroms und nicht auf der Messung der effektiven SMC. Für das LSMO/LNO/Pt-System wurden mehrere Proben mit variieren-



**Abbildung 50:** Winkelabhängigkeit der über der LSMO/LNO(3 nm)/Pt-Probe abfallenden Spannung.

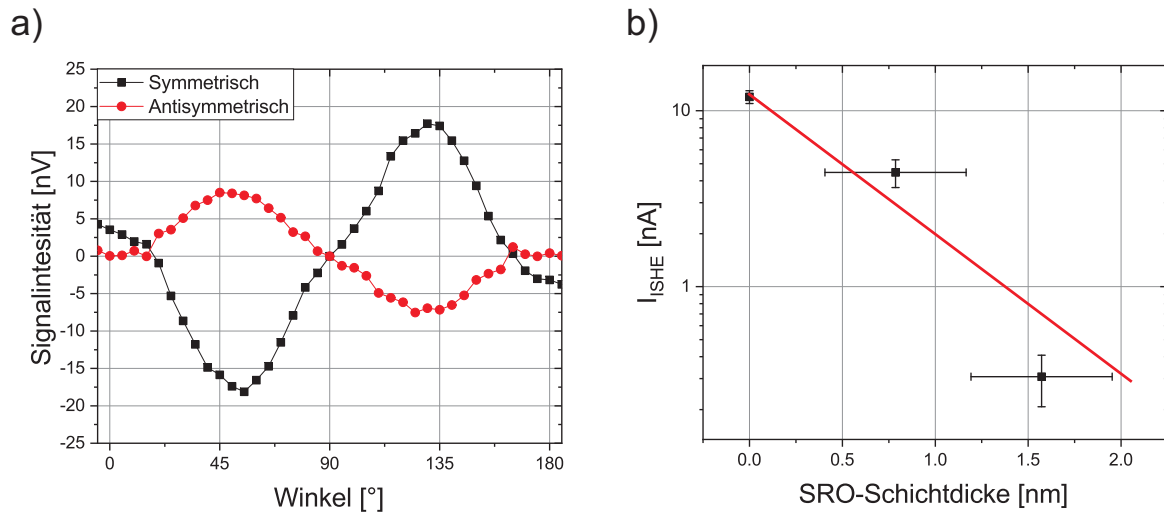
der LNO-Schichtdicke, im Bereich von 1,5- 10 nm, hergestellt und bei einer Temperatur von 190 K, einer Frequenz von 9,6 GHz und bei 19 dBm untersucht. Es ergab sich, wie in Abb. 50 zu sehen, dass für  $0^\circ$  und  $180^\circ$  kein ISHE detektiert werden konnte. Die hier dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf eine LSMO(40 nm)/LNO(3 nm)/Pt(13 nm)-Probe. Für alle weiteren Proben konnte ebenfalls kein ISHE detektiert werden. Daher wird davon ausgegangen, dass die Spin-Leitfähigkeit  $g_{0,\text{LNO/Pt}}^{\uparrow\downarrow} = 0$  ist, womit eine Transmission an Spins an der LNO/Pt-Grenzschicht nicht möglich ist. Der Grund hierfür könnte der SML<sup>104</sup> sein, wo es zu einem verstärkten Spin-Flip an der Grenzschicht kommt, der dafür sorgt, dass die Spinakkumulation auf 0 abfällt. Aufgrund dieser Ergebnisse ist

es nicht möglich eine Aussage über die SDL in LNO zu machen.



**Abbildung 51:** Feldabhängigkeit der gemessenen Spannung für eine a) 2 u.c. und b) 4 u.c. SRO-Schichtdicke in LSMO/SRO/Pt-Proben.

Für SRO wurde von Wahler *et al.*<sup>66</sup> eine SDL von 1,5 nm anhand des ISHE in LSMO/SRO-Zweilagensystemen gefunden. Mit den hier hergestellten LSMO/SRO/Pt-Dreilagensystemen kann im Folgenden gezeigt werden, dass es ebenfalls möglich ist einen Spinstrom durch SRO zu pumpen und diesen in Pt zu detektieren. Es wurden zwei Proben mit  $d_{\text{SRO}} = 2$  u.c. und 4 u.c. hergestellt. Die Messungen des ISHE wurden analog zu den vorangegangenen Kapiteln bei 190 K, 9,6 GHz und 19 dBm durchgeführt. In Abb. 51 sind die Ergebnisse der Messungen für beide Proben dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Vorzeichen des Signals sich mit der Umkehr des externen Magnetfeldes ebenfalls umkehrt. Des Weiteren ist zu sehen, dass mit sich vergrößernder SRO-Schichtdicke sich das Signal verkleinert. Anhand der Winkelabhängigkeit der gemessenen Spannung (Abb. 52 a)) ist deutlich zu erkennen, dass für das Dreilagensystem eine Überlagerung von AMR und ISHE detektiert werden kann. Die Signale bei  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  können dem ISHE zugeschrieben werden, da der antisymmetrische Anteil hier verschwindet. Der Verlauf des antisymmetrischen Anteils des Signals ist  $\sin \Phi \sin 2\Phi$ -abhängig. Für den symmetrischen Anteil ergibt sich der erwartete  $U_{\text{AMR}}^{\text{Sym}} \sin \Phi \sin 2\Phi + U_{\text{ISHE}}(\cos \Phi)^3$  Verlauf. Für die Schichtdickenabhängigkeit des ISHE-Stroms ergibt sich das in Abb. 52 b) abgebildete Verhalten. Für SRO-Schichtdicken  $> 4$  u.c. ergab sich ein nicht messbares Signal. In der Abbildung ist ein nahezu exponentieller Abfall des ISHE-Stroms zu erkennen, anhand dessen eine SDL von  $\lambda_{\text{sd,SRO}} = (0,52 \pm 0,49)$  nm bestimmt werden kann, die deutlich geringer als die von Wahler *et al.*<sup>66</sup> bestimmte SDL ist. Auch hier ist vermutlich der SML



**Abbildung 52:** a) Winkelabhängigkeit der gemessenen Spannung für LSMO/SRO/Pt mit 2 u.c. SRO. b) SRO-Schichtdickenabhängigkeit des ISHE-Stroms im LSMO/SRO/Pt-Dreilagensystem.

die Ursache für das abweichende Ergebnis. Wie von Rojas-Sánchez *et al.*<sup>104</sup> gezeigt, ergeben sich aufgrund des SML unterschiedliche SDL in Pt, was hier analog auf das SRO übertragen werden kann.

## 6 Spinpumpen und ISHE in LSMO/NiO/Pt

Die Etablierung von Antiferromagneten in der Spintronik<sup>73,172–176</sup> wurde in den vergangenen Jahren stark vorangetrieben. Der Transport des Spinstroms in einem isolierenden AFM kann zum einen durch den Spintransport in Form einer Spinwelle<sup>177</sup> (Magnon) im antiferromagnetischen Isolator<sup>178</sup> verstanden werden. Durch die Generierung von Spin-Flips an der FM/AFM Grenzfläche entstehen im AFM Spinwellen, welche eine große Reichweite in Isolatoren haben können.<sup>178</sup> Dieser Transportmechanismus tritt, nach Wang *et al.*,<sup>73</sup> für Temperaturen unterhalb der Blocking-Temperatur  $T_B$  auf. Zum anderen kann der Spinstrom bei einer Temperatur  $T_B < T < T_N$  durch antiferromagnetische Spinfluktuationen durch den Isolator transportiert werden. Hier befinden sich die Spins des AFM in einer schwachen kurzreichweitigen antiferromagnetischen Ordnung und fluktuieren durch thermische Anregung. Diese können durch kurzreichweitige Austauschwechselwirkung der Spins im FM und AFM, während der FMR, zu geordneten Fluktuationen angeregt werden und so den Spinstrom transportieren. Dieser Zusammenhang wurde für AFM ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $a$ -YIG,  $a$ -NFO) oberhalb ihrer Blocking-Temperatur von Wang *et al.*<sup>176</sup> gezeigt. Wang *et al.*<sup>73</sup> konnten, im Vergleich zu YIG/Pt-Schichten,

Name	LSMO [nm]	NiO [nm]	Pt [nm]
RN0	40		
RN1	40		13
RN2	40	7	
N1	40	1,5	13
N2	40	3	13
N3	40	5	13
N4	40	7	13

**Tabelle 4:** Hergestellte LSMO/NiO(x nm)/Pt-Schichten.

in YIG/NiO/Pt-Schichten eine Erhöhung des ISHE im Bereich der Spinfluktuationen nachweisen. Die von Wang *et al.*<sup>73</sup> in NiO nachgewiesene SDL beträgt  $\lambda_{\text{sd,NiO}} \approx 10$  nm. Des Weiteren wurde gezeigt, dass sich die Koerzitivfelder von YIG durch das NiO vergrößern. Die bei RT durchgeführten Experimente konnten jedoch keine direkte Kopplung des AFM mit dem FM über den Exchange Bias Effekt nachweisen.

In dieser Arbeit wird das temperaturabhängige Spinpumpen in LSMO/NiO/Pt-Schichten untersucht. Dabei kann der Exchange Bias bei tiefen Temperaturen nachgewiesen werden, womit eine klare Unterscheidung beider Transportmechanismen, Magnonentrans-



port ( $T < T_B$ ) und Transport durch Spinfluktuationen ( $T_B < T < T_N$ ), vorgenommen werden kann. Die hergestellten Proben sind in Tabelle 4 aufgelistet. Der Herstellungsprozess der Schichtsysteme ist in Kapitel 4 beschrieben.

## 6.1 Strukturelle Eigenschaften

Die hergestellten Schichten wurden mittels XRD und XRR untersucht. Beispielhaft sind die Ergebnisse der XRD-Untersuchungen ( $\omega/2\theta$ -Scan) für Probe N3 (5 nm NiO) in Abb. 53 dargestellt. Hier ist sowohl der STO als auch der LSMO-Peak deutlich zu erkennen. Aufgrund des gemessenen Winkels ergibt sich für STO eine out-of-plane Gitterkonstante von 0,3906 nm ( $a_{\text{bulk,STO}} = 0,3905$  nm). Für das LSMO ergibt sich aufgrund des epitaktischen Wachstums (Streckung der in-plane Gitterkonstante) eine verkleinerte ( $a_{\text{bulk,LSMO}} = 0,3873$  nm) out-of-plane Gitterkonstante von 0,3859 nm. Die Oszillationen

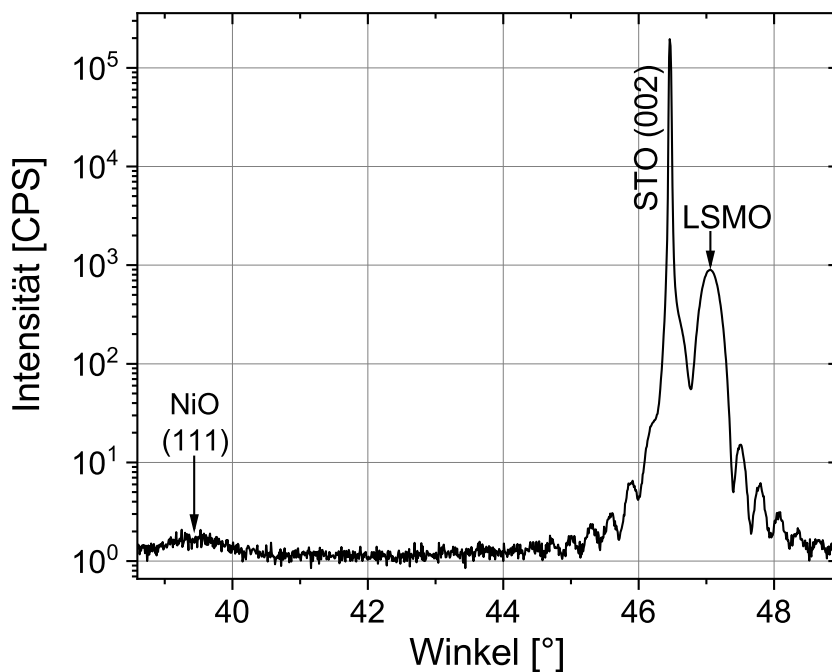


Abbildung 53:  $\omega/2\theta$ -Scan einer LSMO/NiO(5 nm)/Pt-Schicht.

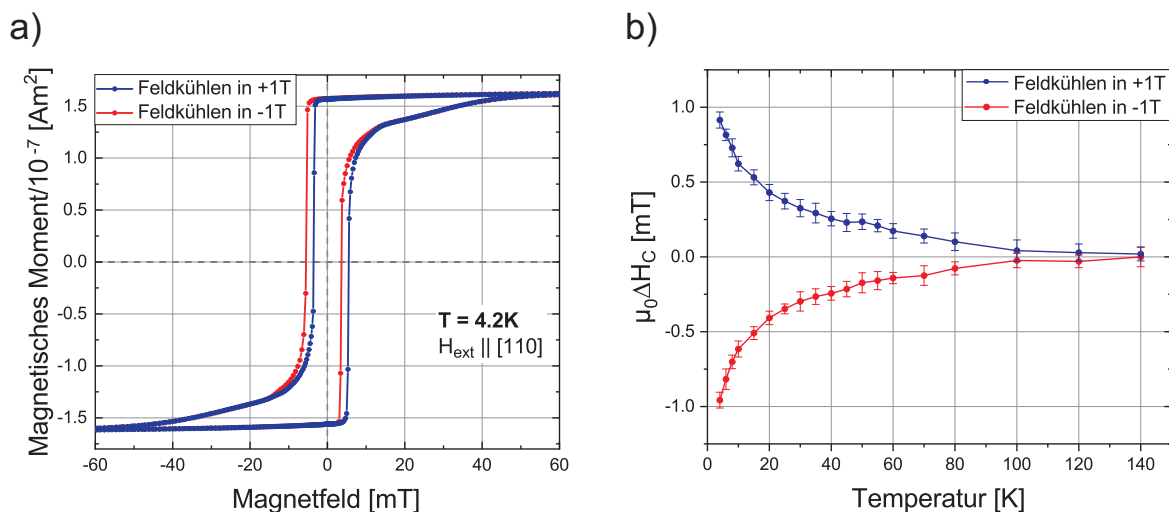
links bzw. rechts der beiden Peaks sind Schichtdicken-Oszillationen und ein Zeichen einer glatten Grenzfläche (STO/LSMO bzw. LSMO/NiO). Für das NiO ergibt sich aufgrund der Herstellung ein breiter und intensitätsschwacher Peak, was auf mehrere kristalline

Orientierungen hindeutet. Die sich ergebende out-of-plane Gitterkonstante des Peaks ist 0,4560 nm. Hier sei jedoch zu beachten, dass es sich aufgrund der Position des Peaks um eine (111)-Vorzugsrichtung des NiO handelt.<sup>69</sup> Aufgrund der fehlenden kristallinen Eigenschaften von Pt wurde kein Peak im  $\omega/2\theta$ -Scan detektiert. Auch konnte für das Ni kein Peak gefunden werden.<sup>166</sup>

Für die Oberflächenrauigkeit ergab sich aus den XRR-Messungen ein Wert von  $< 0,5$  nm. Die in Tabelle 4 aufgelisteten Schichtdicken sind nominelle Werte, da aufgrund der vielen Fit-Parameter für die XRR-Messung keine verlässlichen Werte gefunden werden konnten. Jedoch wurde die Schichtdicke von NiO bzw. Pt aus einer vorhergegangenen Schichtdicken-Kalibrierung mittels eines Profilometers bestimmt.

## 6.2 Magnetische Charakterisierung

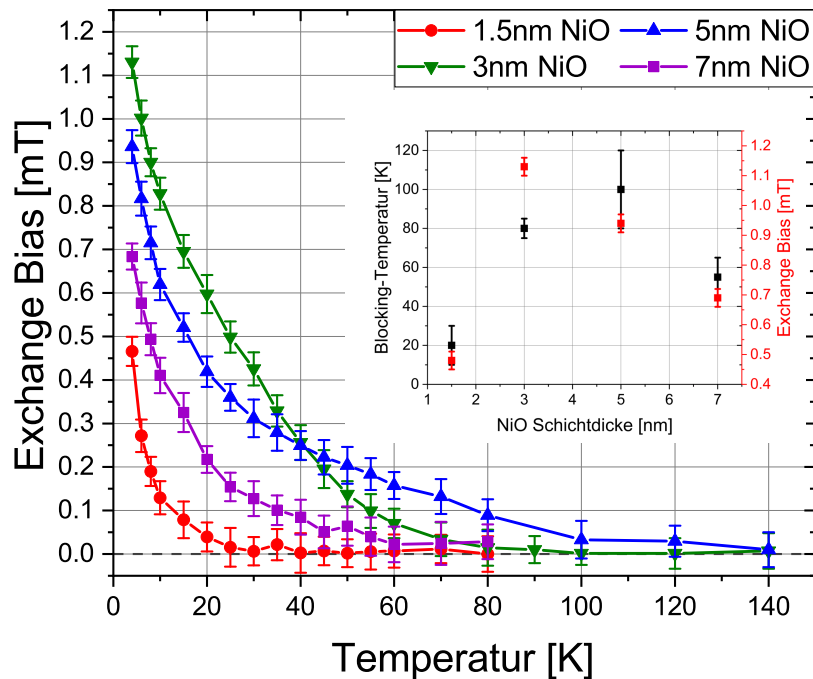
Zur Bestimmung der Kopplung zwischen dem ferromagnetischen LSMO und dem antiferromagnetischen NiO wurden SQUID-Untersuchungen an den hergestellten Schichten durchgeführt. Die Proben wurden in der [110]-Richtung des LSMO vermessen. In Abb. 54 a) sind zwei Hysteresekurven für Probe N3 bei einer Temperatur von 4,2 K dargestellt. Die Magnetisierung der Probe sättigt bei einem Wert von  $1,6 \cdot 10^{-7}$  Am<sup>2</sup>. Bei Be-



**Abbildung 54:** a) Hysteresekurven für Probe N3 (5 nm NiO) bei 4,2 K nach dem Kühlen der Probe in +1 T (blau) und -1 T (rot). b) Abhängigkeit der Verschiebung der Hysteresekurven  $\mu_0 \Delta H_C$  von der Temperatur.

trachtung der Hysteresekurven fällt auf, dass diese nicht symmetrisch um den Nullpunkt

sind, sondern zu positiven bzw. negativen Feldern verschoben sind. Die Verschiebung ergibt sich nach dem Abkühlen der Probe in einem positiven (blau) bzw. negativen (rot) Feld von  $\pm 1$  T. Die sich ergebende Verschiebung im Vergleich zu einer symmetrischen Hysteresekurve ist  $\mu_0\Delta H_C \approx 1$  mT. Die Verschiebung wird als Exchange Bias Effekt bezeichnet. Hier wird aufgrund der Kopplung des FM mit dem AFM die Magnetisierung des LSMO durch das antiferromagnetische NiO festgehalten, wodurch sich eine Verschiebung der Koerzitivfelder ergibt. Die Temperaturabhängigkeit der Verschiebung  $\mu_0\Delta H_C$  ist in Abb. 54 b) abgebildet. Dabei wurde nach jeder gemessenen Hysteresekurve die Probe auf RT erhitzt und im Anschluss wieder gekühlt. Ab einer Blocking-Temperatur<sup>144</sup> von  $\approx 100$  K ergibt sich eine deutliche Verschiebung der Hysteresekurven um den Nullpunkt. Mit sinkender Temperatur ist ein Anstieg der Verschiebung zu verzeichnen, was auf eine stärkere Kopplung des FM mit dem AFM zurückzuführen ist.<sup>179</sup> In Abb. 55 ist das temperatur- und schichtdickenabhängige Verhalten des Ex-



**Abbildung 55:** Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit des Exchange Bias in den hergestellten LSMO/NiO/Pt-Schichten. Der Einschub zeigt die Schichtdickenabhängigkeit der Blocking-Temperatur (schwarz) und des maximalen Exchange-Bias bei 4,2 K (rot).

change Bias für alle LSMO/NiO/Pt-Proben dargestellt. Dieser berechnet sich dabei zu  $\mu_0(|\Delta H_{C,+1T} - \Delta H_{C,-1T}|)/2$ . Es ist zu erkennen, dass die Kopplung des FM mit dem AFM für alle Proben mit sinkender Temperatur ansteigt. Für die Proben N1 - N3 ergibt sich zusätzlich ein Anstieg der Blocking-Temperatur mit steigender Zwischenschichtdicke des NiO. Dies lässt sich mit einer geringeren Ordnung des AFM in dünnen Schichten begründen.<sup>144</sup> Probe N4 weist dabei nicht die größte Blocking-Temperatur auf, was in dem Einschub in Abb. 55 zu erkennen ist. Als Grund wird hierfür das Herstellungsverfahren selbst vermutet, da eventuelle nicht oxidierte Bereiche des Ni entstanden sind, die jedoch mit den in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Untersuchungsmethoden nicht detektiert werden können. Der größte Exchange Bias Effekt ist für 3 nm NiO (Probe N2) zu sehen, jedoch ist keine eindeutige Schichtdickenabhängigkeit für den maximalen Effekt zu erkennen. Für die Referenzprobe RN0 und RN1 konnte, wie zu erwarten, kein Exchange Bias detektiert werden.

### 6.3 FMR und Spinpumpen

Die hergestellten Strukturen wurden, wie in Kapitel 3.3 beschrieben, in einem Kryostaten bei unterschiedlichen Temperaturen untersucht. Im Folgenden werden die Ergebnisse für das Spinpumpen und den ISHE zusammengefasst und diskutiert.

Zunächst wurden alle Proben bei 190 K auf das Verhalten der FMR untersucht. Dabei wurde das externe Magnetfeld in Richtung der magnetisch harten [100]-Achse des LSMO angelegt und frequenzabhängig die Linienbreite  $\mu_0\Delta H$  untersucht. Die Frequenz wurde zwischen 6 und 16 GHz variiert. Die verwendete Leistung betrug konstant 16 dBm für alle untersuchten Proben. Wie in Kapitel 5.3 für die LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen wurden die gemessenen lorentzförmigen FMR-Linien mit einer Kombination der Ableitungen von Gleichung 17 und 19 angepasst, wodurch man die Linienbreite  $\mu_0\Delta H$  und das Resonanzfeld  $H_{\text{FMR}}$  erhält. Mittels der Kittel-Gleichung (Gleichung 14) kann die Sättigungsmagnetisierung ( $M_{\text{eff}} \approx M_s$ ) und das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma/2\pi$  bestimmt werden. Die Ergebnisse für die Untersuchungen bei einer Temperatur von 190 K sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Für  $\gamma/2\pi$  ergab sich für alle Schichten ein Wert von (27,5-28,5) GHz/T.

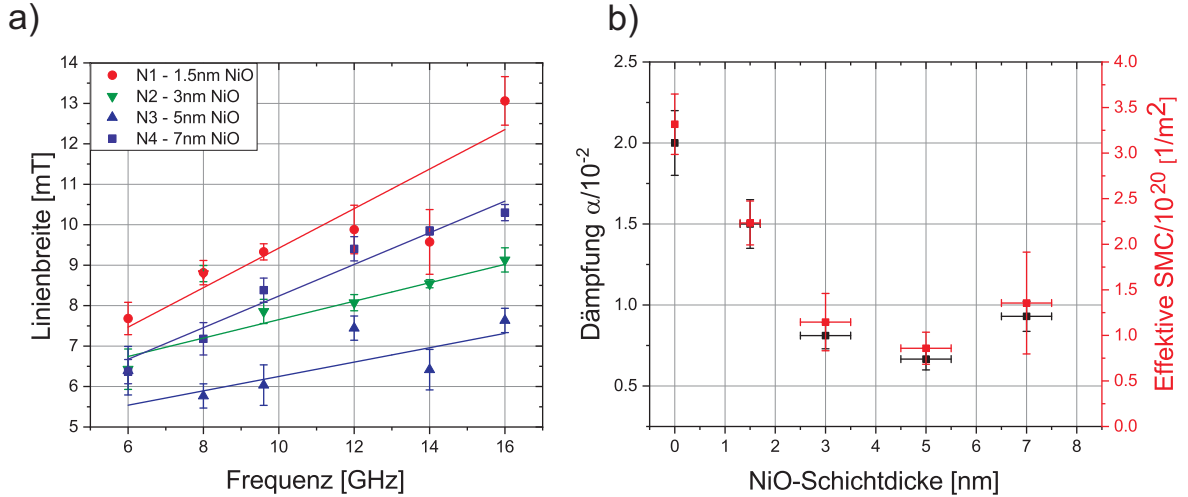
Anhand der in Tabelle 5 aufgelisteten Werte ist zu erkennen, dass, im Gegensatz zu den LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen, die effektive Magnetisierung nahezu konstant ist. Der Grund hierfür ist vermutlich der kurze Zeitraum von 2 Wochen in dem die LSMO/NiO/Pt-Schichten hergestellt wurden, um die beobachteten Schwankungen von  $M_{\text{eff}}$  zu vermeiden. Des Weiteren wäre es denkbar, dass aufgrund des zusätzlichen Aus-

heizens des Dreilagensystems bei einem hohen Sauerstoffpartialdruck die Konzentration an Sauerstoffleerstellen im LSMO gesunken ist, womit ein Anstieg der Sättigungsmagnetisierung denkbar wäre. Die Linienbreite in Abhängigkeit von der angelegten Frequenz

Name	Dämpfung $\alpha/10^3$	$M_{\text{eff}}/10^5$ [A/m]	$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}/10^{20}$ [1/m <sup>2</sup> ]
RN0	$2,0 \pm 0,1$	$6,8 \pm 0,1$	-
RN1	$20,0 \pm 3,0$	$6,9 \pm 0,3$	$3,31 \pm 0,53$
N1	$15,0 \pm 1,4$	$6,3 \pm 0,2$	$2,22 \pm 0,21$
N2	$8,1 \pm 0,8$	$6,9 \pm 0,2$	$1,09 \pm 0,11$
N3	$6,7 \pm 0,7$	$6,8 \pm 0,1$	$0,93 \pm 0,10$
N4	$9,6 \pm 0,9$	$6,1 \pm 0,1$	$1,24 \pm 0,15$

**Tabelle 5:** FMR- und ISHE-Resultate für LSMO/NiO/Pt. Die Messtemperatur betrug 190 K und das externe Magnetfeld war in [100]-Richtung des LSMO orientiert.

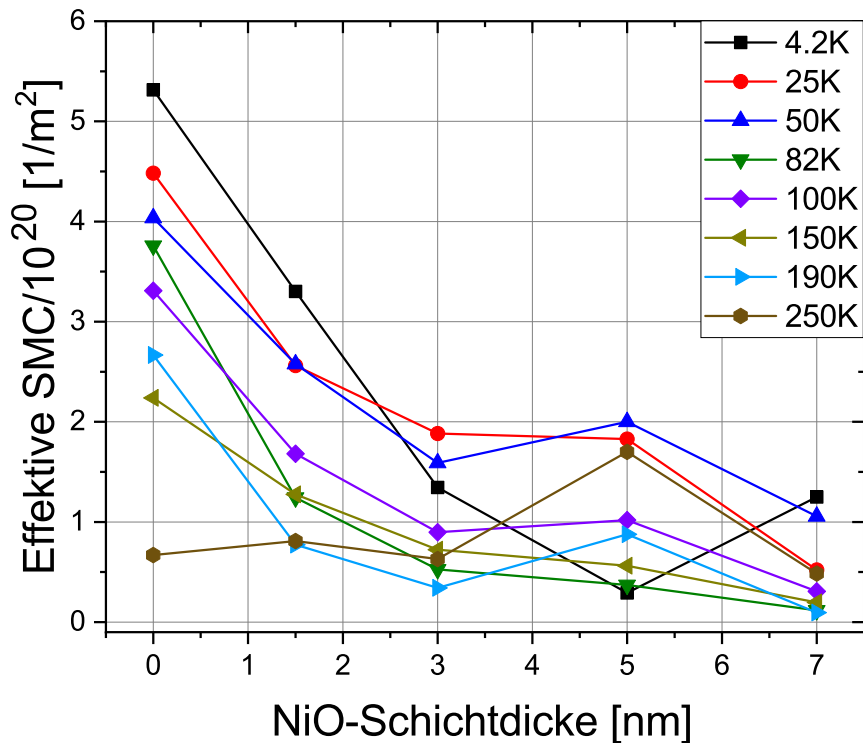
ist in Abb. 56 a) dargestellt. Die sich ergebenden linearen Anstiege der Linienbreite wurden mittels Gleichung 18 angepasst, womit man den Dämpfungsparameter  $\alpha$  für das System erhält. Die Werte für  $\alpha$  sind in Tabelle 5 zusammengefasst und in Abb. 56 b) abgebildet. Unter Berücksichtigung der Sättigungsmagnetisierung  $M_{\text{eff}} \approx M_s$  kann anhand von Gleichung 40 die effektive SMC  $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$  errechnet werden. Die dazugehörigen Werte sind zum einen in Tabelle 5 aufgelistet und zum anderen in Abb. 56 b) abgebildet. Anhand der



**Abbildung 56:** a) Frequenzabhängiges Verhalten der Linienbreite für die Proben N1 - N4 b) Dämpfungsparameter  $\alpha$  und die effektive SMC in Abhängigkeit der NiO-Schichtdicke, bei  $T = 190$  K.

Daten ist zu erkennen, dass sich für das Zweilagensystem LSMO/Pt die größte Dämpf-

fungserhöhung, im Vergleich zum reinen LSMO (Probe RN0), ergibt. Ebenfalls kann für das LSMO/Pt-Zweilagensystem die größte effektive SMC bestimmt werden. Durch Einbringen des NiO zwischen LSMO und Pt ergibt sich mit steigender Zwischenschichtdicke (NiO) ein Abfall zum einen der Dämpfung und zum anderen der effektiven SMC des Dreilagensystems. Die im Allgemeinen erhöhten Dämpfungen für die Zweilagen-



**Abbildung 57:** Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit der effektiven SMC in LSMO/NiO/Pt. Die Messungen wurden in der leichten [110]-Achse des LSMO durchgeführt.

bzw. Dreilagensysteme deuten auf ein Pumpen der Spins vom FM hinein in die Spinsenken Pt bzw. NiO/Pt hin. Mit Hilfe der Theorie aus Kapitel 2.3.2, Gleichung 45 und der Abb. 11 ergibt sich, dass das Zweilagensystem LSMO/Pt günstiger für die Erzeugung eines Spinstroms ist als ein LSMO/NiO/Pt-Dreilagensystem, da der SMW für Pt (braun in Abb. 11) kleiner als der Gesamt-Spinwiderstand des Dreilagensystems ist. Hier gilt sowohl  $R_{s,Pt} < \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd,LSMO/NiO/Pt}$  als auch  $g_{0,NiO/Pt}^{\uparrow\downarrow} > \frac{\hbar}{\tau_{SF,NiO} \delta_{sd,NiO}}$ . Somit ist die SMC in Pt sehr viel größer als in NiO ( $g_{s,Pt}^{\uparrow\downarrow} \gg g_{s,NiO}^{\uparrow\downarrow}$ ). Dies steht im Gegensatz zu dem Verhalten der LSMO/SRO- und LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen, da hier die Generation eines

Spinstroms durch  $R_{s,SRO} > \lim_{n \rightarrow \infty} R_{sd,LSMO/LNO/SRO}$  optimiert wurde. Mit steigender Zwischenschichtdicke des NiO steigt der Gesamt-Spinwiderstand für den Spinstrom in dem System weiter, wodurch die effektive SMC weiter sinkt (vgl. Abb. 13 a)). Für  $d_{NiO} \approx 3$  nm wird eine Sättigung der effektiven SMC erreicht, da hier der Grenzfall  $d_{NiO} \gg \lambda_{sd,NiO}$  erreicht ist. Hier sind nahezu alle Spins im NiO geflippt und zum FM zurückgeflossen, wodurch nur noch wenige Spins das Pt erreichen. Eine Anpassung der effektiven SMC nach Gleichung 44 ist aufgrund der wenigen Datenpunkte nicht möglich und es ergibt sich ein Bereich von 1 nm - 80 nm für die SDL in NiO.

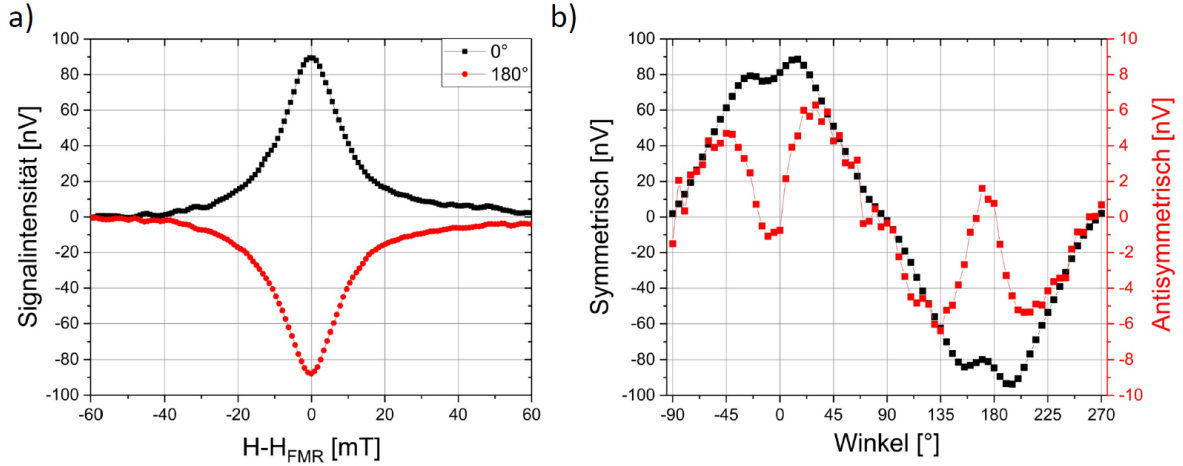
Zur genaueren Analyse des Transportprozesses des Spinstroms in NiO wurde die effektive SMC temperaturabhängig in der leichten [110]-Achse des LSMO untersucht. Die dazugehörigen Dämpfungen wurden dabei in einem Bereich von 4 - 18 GHz, bei einer RF-Leistung von 16 dBm für alle in Tabelle 4 dargestellten Proben, bestimmt. In Abb. 57 ist die effektive SMC in Abhängigkeit der Temperatur abgebildet. Hier ist, analog zur harten LSMO-Achse, ein Abfall der effektiven SMC mit der NiO-Schichtdicke zu sehen. Die Gründe für dieses Verhalten wurden bereits diskutiert. Des Weiteren ist zum einen zu erkennen (speziell für Probe RN1 und N1), dass mit sinkender Temperatur die effektive SMC ansteigt, was an einem Abfall des Gesamt-Spinwiderstands für die Heterostruktur liegt. Eine Unterscheidung des Verhaltens der einzelnen Teilwiderständen wie  $R_0$  und  $R_s$  für die Grenzschichten und Schichten selbst (vgl. Abb. 11) ist dabei nicht möglich. Zum anderen flachen die Kurven mit steigender Temperatur ab und die Sättigung der effektiven SMC wird bereits für dünnere NiO-Schichten erreicht ( $d_{NiO} \gg \lambda_{sd,NiO}$ ).

## 6.4 ISHE

Für den direkten Nachweis des Spinstroms und zur Bestimmung der SDL wurden alle Proben auf den ISHE hin untersucht. Dazu wurden die Proben, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, prozessiert und vermessen. Die dafür verwendete Frequenz war 9,6 GHz und die Leistung der HF betrug 19 dBm. Die zunächst gezeigten Ergebnisse der Messungen wurden bei 190 K durchgeführt. Aufgrund der Probengeometrie entspricht eine Ausrichtung des externen Magnetfeldes von  $\Phi = 0^\circ$  einer Ausrichtung parallel zur [100]-Richtung des LSMO und des Wellenleiters (vgl. Abb. 29). Die Proben wurden für die Messungen in einem Feld von 1 T gekühlt um die Resultate vergleichbar mit den SQUID-Messungen zu machen. Für Probe N1 ist das Ergebnis der Untersuchung in Abb. 58 a) abgebildet. Es ist ein symmetrisches lorentzförmiges Signal zu erkennen, dessen Vorzeichen sich bei der Umpolarisierung des externen Magnetfeldes ändert. Verglichen mit den Ergebnissen für LSMO/Pt (vgl. Abb. 45 a)) kann dieses Verhalten nur dem ISHE zugewiesen werden.

Aufgrund der fehlenden Asymmetrie und der Messgeometrie kann der AMR hier vernachlässigt werden. Für  $U_{0^\circ}$  und  $U_{180^\circ}$  ergeben sich 87,8 nV bzw. -89,5 nV. Dies entspricht einer ISHE-Spannung ( $U_{\text{ISHE}} = |U_{180^\circ} - U_{0^\circ}|/2$ ) von 88,7 nV. Es ergibt sich analog zu den Messungen für LSMO/Pt eine positive ISHE-Spannung für  $\Phi = 0^\circ$ .

Zur Untersuchung der Überlagerung des ISHE durch den parasitären AMR-Effekt wurde die abfallende Spannung für alle Proben winkelabhängig untersucht. Die sich ergebenden Signale wurden wie in Kapitel 2.4 beschrieben in ihre symmetrischen und antisymmetrischen Anteile getrennt (vgl. Abb. 44 a)). Beispielhaft ist hier das Ergebnis der



**Abbildung 58:** a) Symmetrisches lorentzförmiges Signal für Probe N1 entspricht dem ISHE bei einem externen Magnetfeld in Richtung  $0^\circ$  und  $180^\circ$ . b) Winkelabhängigkeit des symmetrischen und antisymmetrischen Anteils des gemessenen Spannungsabfalls für Probe N1.

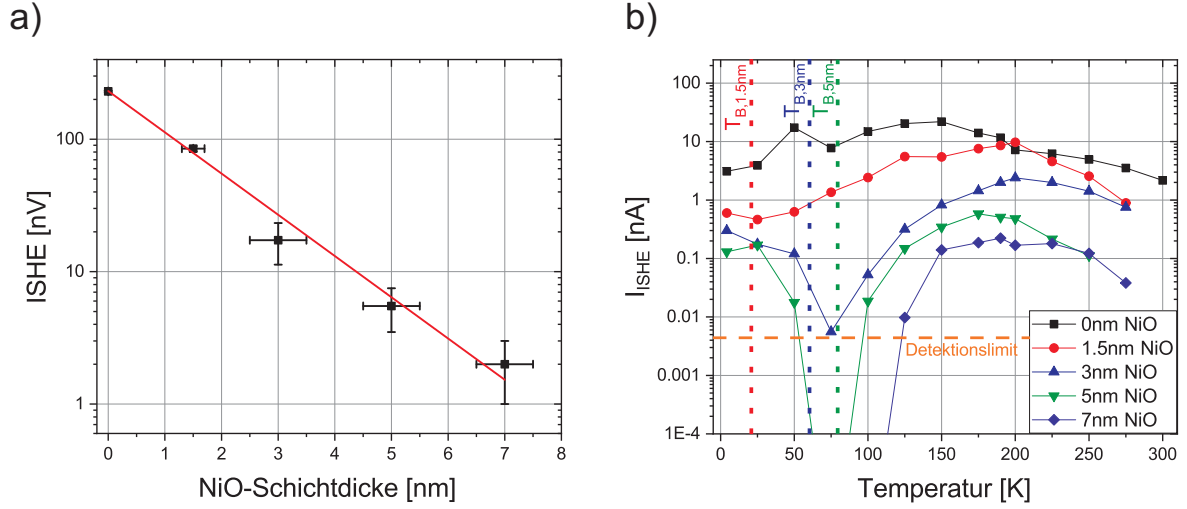
symmetrischen und antisymmetrischen Anteile für Probe N1 in Abb. 58 b) gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der symmetrische Anteil des gemessenen Signals dominiert. Für den antisymmetrischen Anteil ergibt sich das zu erwartende  $\sin 2\Phi \sin \Phi$ -Verhalten (vgl. Gleichung 54) welches bei einem Messwinkel von  $\Phi = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  verschwindet. Für das symmetrische Signal ergibt sich ein nahezu vollständiges  $(\cos \Phi)^3$ -Verhalten. Die sich ergebenden Peaks nahe der  $0^\circ$  und  $180^\circ$  entstehen, wie bereits diskutiert, durch die Überlagerung aus der AMR- und ISHE-Spannung. Die symmetrischen Signale bei einem Winkel von  $\Phi = 0^\circ$  und  $180^\circ$  sind dem ISHE zuzuschreiben.

Die sich aus den winkelabhängigen Messungen ergebenden Spannungen des ISHE  $U_{\text{ISHE}}$  in dem hier diskutierten Dreilagensystem sind in Abb. 59 a) für alle Schichten dargestellt. Zu sehen ist ein exponentieller Abfall (Linear in der gezeigten logarithmischen Darstellung) der ISHE-Spannung mit steigender NiO-Schichtdicke. Da der Abfall des Spinstroms



bei einem rein diffusen Spintransport<sup>73</sup> mittels Gleichung 60 beschrieben werden kann, kann aus dem Abfall die SDL in NiO ermittelt werden. Mittels der linearen Anpassung und Gleichung 60 ergibt sich eine SDL von  $(1,86 \pm 0,12)$  nm in NiO bei  $T = 190$  K. Anhand der Sättigung der effektiven SMC wurde eine SDL von  $\lambda_{\text{sd,NiO}} \ll 3$  nm abgeschätzt, was hier bestätigt werden kann. Der ermittelte Wert ist deutlich kleiner als die von Wang *et al.*<sup>73</sup> ermittelten Werte ( $\lambda_{\text{sd,NiO}} \approx 10$  nm bei RT). Jedoch konnte durch thermisch erzeugte Spinströme von Lin *et al.*<sup>180</sup> eine SDL von 1,3 bzw. 2,5 nm (RT) bestimmt werden, was mit den hier ermittelten Werten gut übereinstimmt. Die sich ergebenden Abweichungen zu den aus ISHE-Experimenten bestimmten Werten lassen sich auf eine andere Messtemperatur, einen anderen Ferromagneten und ein anderes Herstellungsverfahren für den AFM zurückführen. Des Weiteren berücksichtigen Wang *et al.*<sup>73</sup> in ihren Berechnungen nicht, dass sie die Anpassung der Daten nach Gleichung 60 in zwei unterschiedlichen Bereichen durchführen. Der erste Bereich ihrer Daten bezieht sich, nach ihrer Aussage, auf den Bereich ( $d_{\text{NiO}} < 5$  nm  $\rightarrow T_{\text{B}} < T < T_{\text{N}}$ ) des NiO mit angeregten Spinfluktuationen, der zweite auf den Bereich ( $d_{\text{NiO}} > 5$  nm  $\rightarrow T < T_{\text{B}} < T_{\text{N}}$ ) des reinen Magnonentransports. Dabei wurde nicht die Temperatur variiert, sondern durch die unterschiedlichen Schichtdicken ist man davon ausgegangen, dass man sich für eine bestimmte NiO-Schichtdicke unterhalb bzw. oberhalb der Blocking-Temperatur befindet. Unter Ausschluss des Bereichs des reinen Magnonentransports ( $d_{\text{NiO}} > 5$  nm) können die Daten mit einer geringeren SDL angepasst werden. Hinzu kommt, dass die Blocking-Temperatur in den Proben von Wang *et al.*<sup>73</sup> nicht über eine direkte Kopplung des FM mit dem AFM (Exchange Bias) nachgewiesen werden konnte. Somit muss die Annahme man würde bei einer Temperatur unterhalb der Blocking-Temperatur messen, in Frage gestellt werden.

In der hier vorliegenden Arbeit konnte durch das Temperatur- und Schichtdickenverhalten der Blocking-Temperatur (vgl. Abb. 55) gezeigt werden, dass die Proben unterhalb von  $T_{\text{B}} \approx 100$  K einen Exchange Bias und damit eine Kopplung zwischen FM und AFM aufweisen, wodurch eine Unterscheidung zwischen Transport durch Magnonen ( $T < T_{\text{B}}$ ) bzw. Spinfluktuationen ( $T > T_{\text{B}}$ ) vorgenommen werden kann. Für den Transportprozess der Spins durch das NiO kann ein Tunneln der Spins durch das isolierende NiO ausgeschlossen werden, da, wie von Du *et al.*<sup>76</sup> gezeigt, die SDL ( $\lambda_{\text{sd,isolator}} < 1$  nm) stark von der Dicke der Tunnelbarriere ( $E_{\text{g}}$ ) abhängig ist. Hier konnte gezeigt werden, dass für YIG/SGTO/Pt-Strukturen ( $E_{\text{g,SGTO}} = 4,91$  eV) die SDL in SGTO einen Wert von  $\lambda_{\text{sd,SGTO}} = 0,16$  nm annimmt. Durch die vergleichbare Tunnelbarriere des NiO ( $E_{\text{g,NiO}} = 4,35$  eV)<sup>181, 182</sup> und der mit sinkender Temperatur einhergehender Vergrößerung

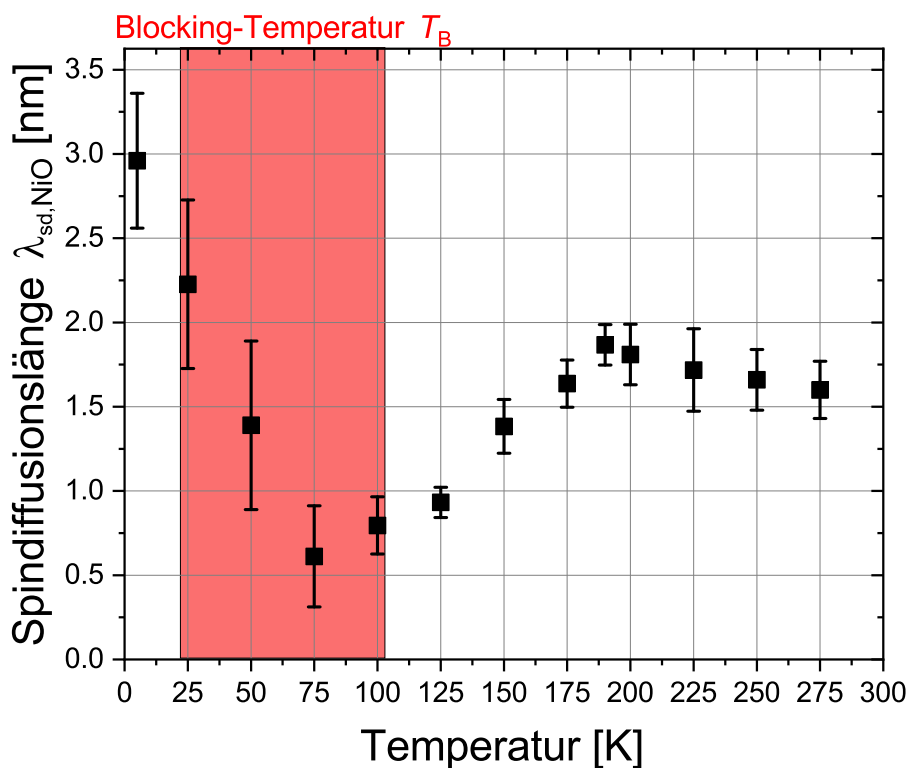


**Abbildung 59:** a) Schichtdickenabhängigkeit der ISHE-Spannung bei  $T = 190$  K. Die sich ergebende SDL  $\lambda_{sd, NiO}$  beträgt 1,86 nm. b) ISHE-Strom für alle hergestellten Proben. Die orange Linie markiert das Detektionslimit, unterhalb dem keine ISHE-Spannung mehr messbar ist. Die Blocking-Temperaturen der jeweiligen Schichten sind durch die gestrichelten, senkrechten Linien markiert.

der Tunnelbarriere<sup>183,184</sup> ist ein Tunnelprozess durch das NiO unwahrscheinlich. Für die hier bestimmte SDL bei  $T = 190$  K ergibt sich ein Transportprozess durch Spinfluktuationen im AFM da  $190 \text{ K} > T_B$ .

Zur genaueren Untersuchung des Transportprozesses wurde der ISHE in den Dreilagensystemen temperaturabhängig untersucht. Hierfür wurde  $U_{ISHE}$  aller hergestellten Proben in einem Temperaturbereich von 4,2 - 275 K gemessen. Die sich ergebenden ISHE-Ströme  $I_{ISHE} = U_{ISHE}/R$  ( $R$ : Probenwiderstand) sind in Abb. 59 b) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der ISHE-Strom mit sinkender Temperatur zunächst für alle Proben ansteigt, was mit einem Anstieg der Sättigungsmagnetisierung des LSMO zu erklären ist. Für alle Messungen konnte ein maximaler ISHE-Strom gemessen werden. Während das Maximum von  $I_{ISHE}$  für das LSMO/Pt-System bei 150 K liegt, liegen die Maxima für die LSMO/NiO/Pt-Schichten bei  $T = 175 - 200$  K. Diese markieren die Néel-Temperatur  $T_N$  des NiO und somit den Übergang von einem paramagnetischen zu antiferromagnetischen Verhalten.<sup>185</sup> Für  $T = 200$  K zeigt sich ein erhöhter ISHE-Strom für eine 1,5 nm dicke NiO-Schicht im Vergleich zu der LSMO/Pt-Probe. Dies wurde bereits von Wang *et al.*<sup>73</sup> gezeigt und mittels der Spinfluktuationen im AFM erklärt. Für das hier vorgestellte Dreilagensystem tritt dies nur bei  $T = 200$  K auf, womit auf Grund der nur geringen Er-

höhung (im Bereich der Fehlergrenzen) ein echter Anstieg des ISHE durch das NiO nicht sichergestellt ist. Für sinkende Temperaturen fällt zunächst für alle Proben der gemessene ISHE-Strom teils stark ab. Für Probe N3 und N4 ergibt sich ein nicht messbarer ISHE (orange Linie in Abb. 59 b)) für einen kleinen Temperaturbereich. Der hier dargestellte Abfall des Stroms ergibt sich zum einen aus der steigenden Leitfähigkeit des Pt, wodurch der Spannungsabfall über die Probe geringer ist. Dies kann anhand der vermessenen LSMO/Pt-Probe (Probe RN1) nachvollzogen werden, da hier ebenfalls das ISHE-Signal mit sinkender Temperatur abfällt. Zum anderen ist zu erkennen, dass ein zweiter Effekt für den deutlich stärkeren Abfall, in den LSMO/NiO/Pt-Dreilagensystemen, des ISHE-Signals in Betracht gezogen werden muss. Nach Erreichen der Blocking-Temperaturen



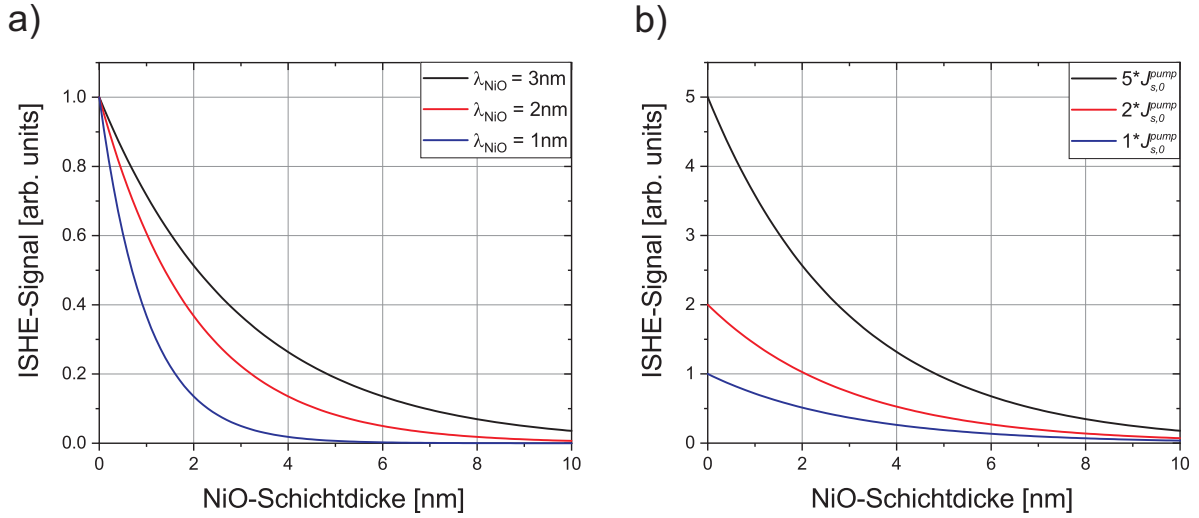
**Abbildung 60:** SDL  $\lambda_{sd,NiO}$  in Abhängigkeit der Temperatur. Die rote Fläche markiert den Temperaturbereich, in der die Blocking-Temperaturen für die hergestellten Proben liegen.

( $T < 25$ -100 K) für die jeweiligen Schichten steigt  $I_{ISHE}$  wieder deutlich für einen Großteil der Dreilagensysteme an.

Das temperaturabhängige Verhalten kann mit unterschiedlichen Effekten erklärt werden.

Zunächst wäre es möglich, dass es sich hier um eine Änderung der SDL im NiO handelt wodurch die Reichweite des Spinstroms erhöht wäre. Des Weiteren ist es denkbar, dass es sich um eine Erhöhung der Spintransmission an den Grenzflächen LSMO/NiO bzw. NiO/Pt handelt. Diese Möglichkeiten sollen im Folgenden diskutiert werden. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass sich für die Messungen kein messbarer Unterschied zwischen Kühlen ohne ein externes Feld bzw. in einem Feld von 1 T ergab.

Zunächst gehe man davon aus, dass der Anstieg des ISHE-Stroms auf einem realen Anstieg der SDL in NiO basiert. Daher wurden aus den gemessenen Daten die SDL analog zu den bereits beschriebenen Messungen bei  $T = 190$  K ausgewertet. Die sich aus den Berechnungen ergebenden SDL in Abhängigkeit der Temperatur sind in Abb. 60 abgebildet. Hier ist zu sehen, dass mit sinkender Temperatur ( $T_{B,NiO} < T_{N,NiO} < T < T_{C,LSMO}$ ) die SDL zunächst leicht ansteigt und unterhalb von 200 K stark ( $T_{B,NiO} < T < T_{N,NiO} < T_{C,LSMO}$ ) abfällt. Mit Erreichen der Blocking-Temperaturen für die hergestellten Dreilaagensysteme ( $T < T_{B,NiO} < T_{N,NiO} < T_{C,LSMO}$ ) steigt die errechnete SDL wieder auf  $\approx 3$  nm an. Der hier verzeichnete Abfall und Anstieg würde den gezeigten Verlauf für den ISHE (Abb. 59 b)) erklären, da durch eine Änderung der SDL auch der ISHE abfallen bzw. ansteigen würde. Hierzu sei auf Abb. 61 a) verwiesen, in der der hier diskutierte Fall bild-



**Abbildung 61:** a) ISHE-Signal für einen konstanten Pumpstrom aber sich ändernder SDL in NiO. b) ISHE-Signal für eine konstante SDL mit sich änderndem Pumpstrom.

lich veranschaulicht ist. Hier ist zu erkennen, dass sich bei sich vergrößernder SDL und konstantem Pumpstrom das gemessene ISHE-Signal bei einer festen NiO-Schichtdicke vergrößert, womit zum Beispiel der gemessene Anstieg für  $I_{ISHE}$  in Abb. 59 b) unterhalb

der Blocking-Temperatur zu erklären wäre.

Der zweite zu diskutierende Fall, der erhöhten Spintransmission an den Grenzschichten ist in Abb. 61 b) abgebildet. Hier zu sehen ist der Fall eines erhöhten Pumpstroms hinein in das NiO, zum Beispiel aufgrund einer erhöhten Spintransmission an der Grenzschicht. Die SDL ist für die abgebildeten Kurven identisch. Hier ergibt sich ebenfalls ein erhöhter  $I_{\text{ISHE}}$  mit steigendem Pumpstrom, für eine konstante NiO-Schichtdicke. In diesem Fall würde man fälschlicherweise eine erhöhte bzw. verkleinerte SDL im NiO bestimmen, da die Änderung des transmittierten Pumpstroms für die Referenz-Probe LSMO/Pt nicht zutreffend wäre. Auch würden sich aufgrund der sich unterscheidenden Blocking-Temperaturen sich unterscheidende Transmissionen für den Spinstrom an der Grenzschicht ergeben. Aufgrund dessen wären die Proben für den gesamten Temperaturbereich untereinander nicht quantitativ vergleichbar und eine Berechnung der SDL nicht möglich.

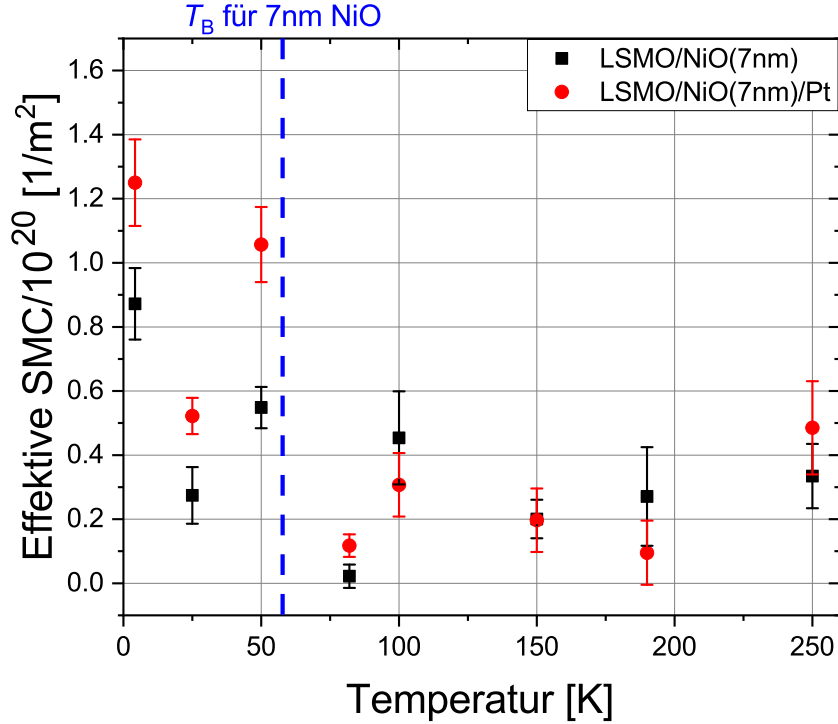
Anhand von Gleichung 42 ist zu erkennen, dass bei sich vergrößernder SDL die effektive SMC in NiO sinkt, was jedoch anhand der bereits diskutierten Messungen in Abb. 57 nicht beobachtet werden kann. Hier zu sehen ist dagegen ein Anstieg der effektiven SMC mit sinkender Temperatur. Daher kann der Fall der sich ändernden SDL ausgeschlossen werden und es wird vermutet, dass es sich um eine Erhöhung der Spintransmission an der LSMO/NiO-Grenzschicht handelt, was im Folgenden weiter diskutiert werden soll. Unterhalb der Blocking-Temperatur entsteht, wie bereits erwähnt, eine Austauschkopplung und eine kollineare Ausrichtung der Magnetisierung des LSMO und der Spinorientierung in NiO. Die von Tserkovnyak *et al.*<sup>98</sup> eingeführte Spin-Leitfähigkeit  $g_{0,\text{LSMO/NiO}}^{\uparrow\downarrow}$  ist von der Kopplung des FM mit dem NM abhängig, wodurch diese aufgrund der hinzukommenden Austauschkopplung nun vergrößert ist. Dies erhöht die Spintransmission an der LSMO/NiO-Grenzschicht. Ein Spintransport, der mit dem Spin-Hall-Magnetwiderstand<sup>186</sup> (Spin-Hall Magnetoresistance, SMR) vergleichbar ist, kann aufgrund der Erhöhten ISHE-Signale bei kollinearere Ausrichtung  $\vec{M}_{\text{LSMO}} \parallel \vec{s}_{\text{NiO}}$  ausgeschlossen werden. Der SMR-Effekt zeigt bei  $\vec{M} \parallel \vec{s}$  eine Reflexion des Spinstroms an der Grenzfläche, was in einer Reduktion des ISHE-Signals resultieren würde.<sup>186</sup> Vergleichbar ist die Erhöhung des ISHE-Signals dagegen mit dem sogenannten Magnonen vermittelten Magnetwiderstand (Magnon mediated Magnetoresistance, MMR) der von Cornelissen *et al.*<sup>187</sup> und Gönnerwein *et al.*<sup>188</sup> in YIG/Pt untersucht wurde. In den Arbeiten konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, einen Spinstrom durch einen elektrischen Isolator in Form eines Magnon zu senden. Das durch die Magnonen (ISHE) erzeugte Signal in Pt ist dabei für eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  im isolierenden FM

(YIG) zu der Spinakkumulation  $\vec{\mu}_s$  im verwendeten NM (Pt) maximal.<sup>188</sup> Im Falle von  $\vec{M} \perp \vec{\mu}_s$  ist das gemessene Signal minimal.<sup>188</sup> Dies kann auf die hier betrachtete NiO/Pt-Grenzschicht übertragen werden, da bei einer kollinearen Ausrichtung von  $\vec{M}_{\text{LSMO}}$  und  $\vec{s}_{\text{NiO}}$  die Spinorientierung in NiO gerade so ausgerichtet ist, dass ein maximaler Ladungsstrom in Pt erzeugt werden kann. Hier steht der gepumpte Spinstrom senkrecht zu den verwendeten Messkontakten, was in einem maximalen ISHE-Signal resultiert. Dies kann analog zu einer Vergrößerung von  $g_{0,\text{NiO/Pt}}^{\uparrow\downarrow}$  betrachtet werden. Die Erhöhung von  $g_{0,\text{LSMO/NiO}}^{\uparrow\downarrow}$  und  $g_{0,\text{NiO/Pt}}^{\uparrow\downarrow}$  führt zu der gemessenen Erhöhung des ISHE-Signals unterhalb der Blocking-Temperatur.

Wie von Wang *et al.*<sup>73</sup> gezeigt, ergibt sich unterhalb der Blocking-Temperatur ein Transport durch Magnonen im AFM. Durch die Austauschkopplung und der damit einhergehenden Erhöhung von  $g_{0,\text{LSMO/NiO}}^{\uparrow\downarrow}$  können somit mehr Magnonen im NiO erzeugt werden, was analog zu einer Erhöhung der Leitfähigkeit, für den Pumpstrom, der LSMO/NiO-Grenzschicht angesehen werden kann. Für Temperaturen  $T > T_B$  ergibt sich nach Wang *et al.*<sup>73</sup> ein Transport des Spinstroms durch thermisch angeregte Spinfluktuationen im AFM. Für das hier untersuchte System ergibt sich daher, oberhalb der Blocking-Temperatur, zum einen keine kollineare Ausrichtung von  $\vec{M}_{\text{LSMO}}$  und  $\vec{s}_{\text{NiO}}$ , was in den verringerten Spin-Leitfähigkeiten  $g_{0,\text{LSMO/NiO}}^{\uparrow\downarrow}$  und  $g_{0,\text{NiO/Pt}}^{\uparrow\downarrow}$  resultiert und zum anderen eine mit sinkender Temperatur geringere thermische Energie im System, womit es zu einem Abfall des ISHE-Stroms kommt, was auch anhand des Abfalls der errechneten SDL in NiO gesehen werden kann. Der Abfall des ISHE-Stroms aufgrund der geringeren thermischen Energie konnte bereits anhand von Abb. 59 b) beobachtet werden, da hier der ISHE-Strom in den LSMO/NiO/Pt-Dreilagensystemen, im Vergleich zu dem LSMO/Pt-Zweilagensystem, deutlich stärker abfällt.

Hieraus ergibt sich, dass die Messungen des ISHE-Stroms vor allem für  $T < T_B$  für die einzelnen Proben nicht quantitativ miteinander vergleichbar sind, da zum einen die Blocking-Temperatur sich für die hergestellten Proben unterscheidet (vgl. Abb. 54) und auch die Kopplung des LSMO mit NiO sich mit der Temperatur verändert, wodurch ebenfalls von einer sich ändernden Transmission der Spins ausgegangen werden kann. Zum anderen ist bei der Berechnung der SDL die Referenz-Probe LSMO/Pt mit eingeschlossen, die jedoch aufgrund des fehlenden AFM keinen Anstieg des Spinstroms verzeichnen kann. Daher ist die Berechnung der SDL, aufgrund der fehlenden gleichen Ausgangsbedingungen für die jeweiligen Messungen, nicht möglich. Die in Abb. 60 gezeigten erhöhten Werte für  $\lambda_{\text{sd,NiO}}$  im Bereich von 4,2 K - 100 K wurden ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Ausgangsbedingungen rein mathematisch berechnet. Jedoch kann

anhand der Ergebnisse eine SDL für NiO im Bereich 0,9 nm - 1,9 nm vermutet werden.



**Abbildung 62:** Effektive SMC für Probe RN2 und N4 in Abhängigkeit von der Temperatur in [110]-Richtung des LSMO. Die blau gestrichelte Linie markiert die Blocking-Temperatur für 7 nm NiO.

Die sich mit der Temperatur ändernde Transmission des Spinstroms an der LSMO/NiO-Grenzschicht sollte bei einem Vergleich von Probe RN2 und N4 (beide 7 nm NiO) in einer Veränderung der effektiven SMC zu sehen sein. Hierfür wurde die effektive SMC für Probe RN2 ebenfalls in Abhängigkeit der Temperatur und in [110]-Richtung untersucht. In Abb. 62 sind die effektiven SMC für beide Proben dargestellt. Für den Bereich  $T > T_B$  ergibt sich, dass innerhalb der Fehlergrenzen die effektive SMC für alle Temperaturen identisch ist. Dies stellt den von Tserkovnyak *et al.*<sup>98</sup> dargestellten Übergang von einem Dreilagensystem zu einem Zweilagensystem dar, da hier  $d_{\text{NiO}} \gg \lambda_{\text{sd,NiO}}$  hinreichend erfüllt ist und ein Großteil der Spins bereits in NiO geflippt und zum FM zurückgeflossen sind. Für  $T < T_B$  ergibt sich ein Anstieg des transmittierten Spinstroms bzw. von  $g_{0,\text{LMOS/NiO}}^{\uparrow\downarrow}$ , womit mehr Spins die zweite Spinsenke Pt erreichen. Hier ergibt sich eine weitere Möglichkeit für einen Spinflip, wodurch die effektive SMC ansteigt. Dies wur-

de bereits anhand dem Übergang von einem LSMO/LNO-Zweilagensystem zu einem LSMO/LNO/SRO-Dreilagensystem diskutiert.

Eine weitere Möglichkeit, die die Erhöhung des ISHE erklären würde, wird in Kooperation mit der Universität Mainz, diskutiert. Hierbei geht man davon aus, dass aufgrund der Kopplung zwischen dem FM und dem AFM unterhalb der Blocking-Temperatur, die Spins im AFM zu einer Präzession angeregt werden und somit der transportierte Spinstrom erhöht ist.



## 7 Ferromagnetische Resonanz in Lanthan-Cobaltat

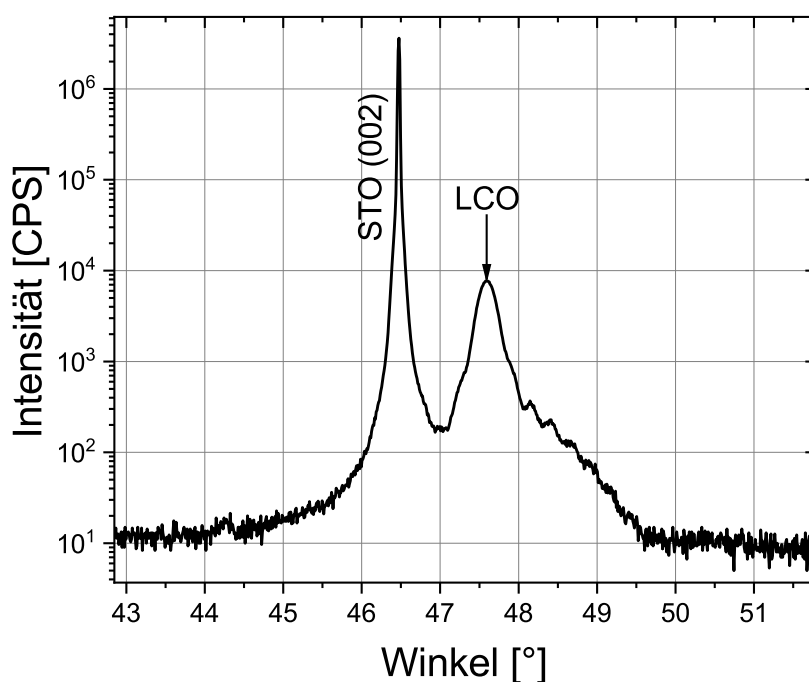
In den letzten Jahren zeigte sich, dass für den Spintransport<sup>11,15</sup> hauptsächlich isolierende Ferromagneten benötigt werden, da diese keine parasitären Effekte wie den AMR aufweisen. Die isolierenden Eigenschaften eines FM vereinfachen zusätzlich die Untersuchung diverser anderer Effekte in der Spintronik. Das prominenteste Material ist dabei der Ferrimagnet YIG, der eine sehr geringe Gilbert-Dämpfung aufweist.<sup>24</sup> Jedoch werden vorwiegend polykristalline Metalle wie Gold, Pt, Ta oder W in den Untersuchungen des Spinpumpens, zur Detektion des Spinstroms genutzt. Grund hierfür ist, dass YIG eine große Gitterkonstante besitzt,<sup>189</sup> wodurch wenig Materialien epitaktisch darauf gewachsen werden können. Daher ist es naheliegend einen Ferromagneten zu suchen, der isolierend ist und zusätzlich eine geringe Gitterkonstante besitzt. LCO stellt dabei eine vielversprechende Alternative zu YIG dar, da es ein isolierendes Perowskit ist und somit viele Materialien nahezu epitaktisch gewachsen werden können.

Die Entstehung des Magnetismus in LCO ist in den vergangenen Jahren ein stark diskutiertes Thema in der Literatur gewesen.<sup>43,45-51</sup> Es zeigte sich, dass der Magnetismus stark von der Verspannung des LCO und damit von der Wahl des Substrats abhängig ist. Für STO/LCO ergab sich dabei im Vergleich zu anderen Substraten eine große Sättigungsmagnetisierung und eine relativ hohe Curie-Temperatur von ca. 85 K.<sup>43,45,46</sup> In dieser Arbeit wird dieses Materialsystem auf seine ferromagnetischen Eigenschaften in Resonanz (FMR) untersucht. Bisher konnten in der Literatur keine Daten dazu gefunden werden. Für den isolierenden Ferrimagneten YIG konnte bisher nicht eindeutig geklärt werden, warum dieser eine sehr kleine magnetische Dämpfung besitzt. Durch die vergleichbaren elektrischen Eigenschaften von LCO kann die Entstehung der Dämpfung weiter untersucht werden.

Die hier vorgestellten Messungen wurden an drei unterschiedlich dicken LCO-Schichten (20 nm (LCO20), 30 nm (LCO30), 50 nm (LCO50)) durchgeführt. Diese wurden in einer Kooperation mit der Gruppe von Prof. Dr. Dörr (MLU Halle-Wittenberg) von Dr. Diana Rata hergestellt.

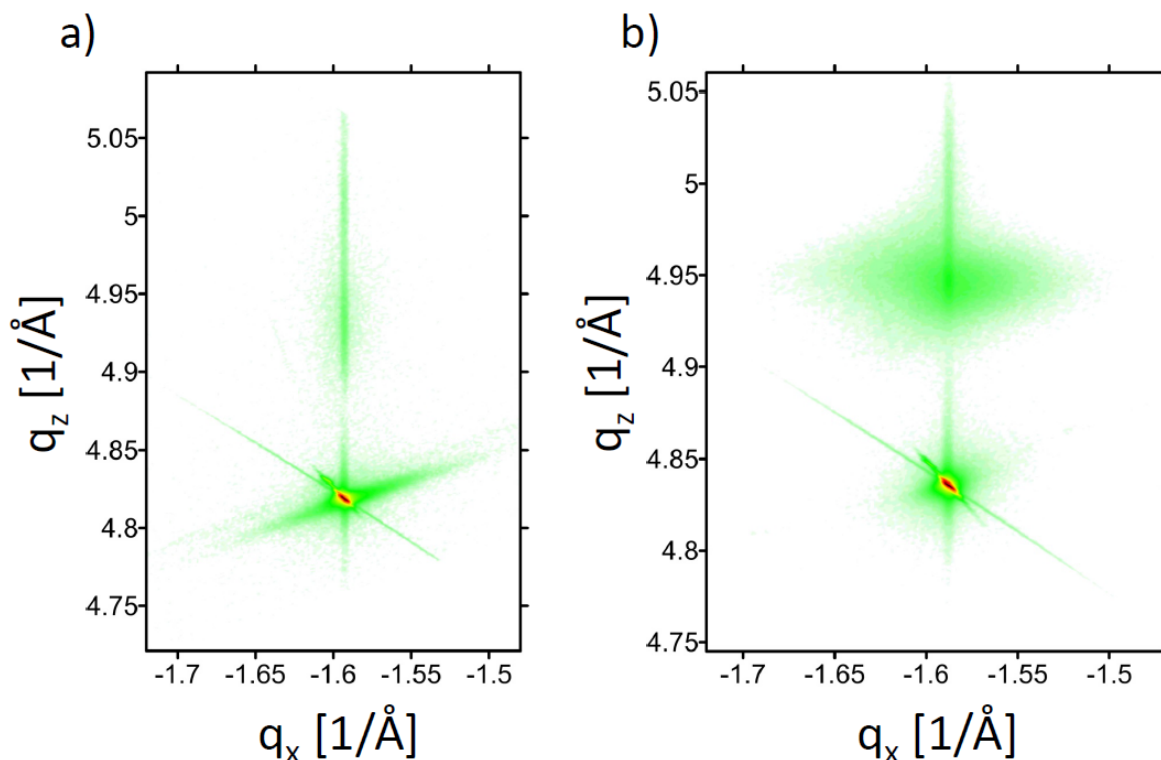
## 7.1 Strukturelle Eigenschaften

Die hergestellten Proben wurden analog zu den vorangegangenen Schichtsystemen mittels XRD und XRR untersucht. In Abb. 63 ist ein  $\omega/2\theta$ -Scan des STO-(002)-Peaks für Probe LCO50 abgebildet. Der LCO-Peak entsteht bei einem größeren Messwinkel



**Abbildung 63:**  $\omega/2\theta$ -Scan des STO-(002)-Peaks für Probe LCO50. Rechts des markierten LCO-Peaks sind Schichtdickenszillationen zu sehen.

verglichen mit dem STO-Peak ( $a_{\text{STO}} = 0,3905 \text{ nm}$ ), womit die out-of-plane Gitterkonstante des LCO kleiner als die des Substrats ist. Zusätzlich sind Schichtdickenszillationen schwach zu erkennen, die ein Hinweis auf eine glatte Grenzfläche sind. Jedoch ist aufgrund der schwachen Oszillationen davon auszugehen, dass im Vergleich zu den LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen die Schichtqualität verringert ist. Aufgrund der Position des Peaks lässt sich eine out-of-plane Gitterkonstante ( $a_{\text{LCO,bulk}} = 0,3805 \text{ nm}$ ) von  $c_{\text{LCO,LCO50}} = 0,3808 \text{ nm}$  berechnen. Dieser ermittelte Wert stimmt gut mit dem Bulk-Wert überein. Für Probe LCO20 und LCO30 ergaben sich  $c_{\text{LCO,LCO20}} = 0,3742 \text{ nm}$  bzw.  $c_{\text{LCO,LCO30}} = 0,3792 \text{ nm}$ . Anhand der ermittelten Werte kann von einer Relaxation der Schichten mit steigender Schichtdicke ausgegangen werden. Zur Überprüfung der Ver-



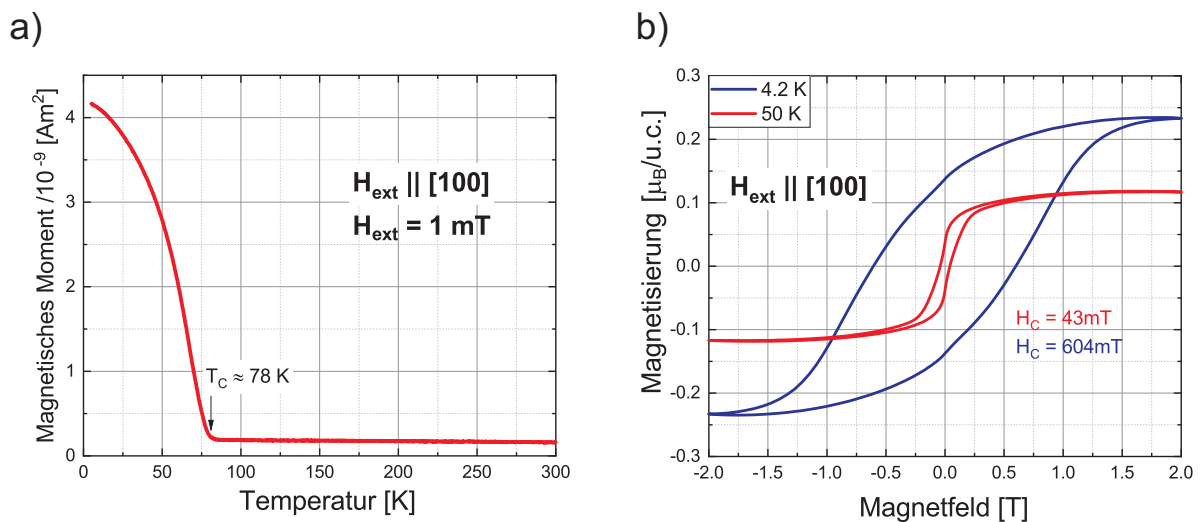
**Abbildung 64:** Reziproke Gitterkarte des asymmetrischen ( $\bar{1}03$ ) Reflex für a) 20 nm und b) 50 nm LCO. Die gemessenen Intensitätsmaxima der jeweiligen Schichten (STO bzw. LCO) liegen auf einer vertikalen Linie, was auf eine vollständige tensile Verspannung hinweist.

spannung der Schichten wurde für Probe LCO20 und LCO50 eine reziproke Gitterkarte aufgenommen. Analog zu den Experimenten an LSMO/LNO/SRO wurden die Untersuchungen am asymmetrischen ( $\bar{1}03$ )-Peak des STO durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 64 abgebildet. Hier ist zunächst zu erkennen, dass für die LCO-Peaks ( $q_x \approx -1,59$  Å<sup>-1</sup> und  $q_z \approx 4,95$  Å<sup>-1</sup>), im Vergleich zu den Ergebnissen für LSMO/LNO/SRO, keine Schichtdicken-Oszillationen zu erkennen sind. Auch konnten im  $\omega/2\theta$ -Scan (Abb. 63) nur schwache Oszillationen detektiert werden. Sowohl für 20 nm (a) als auch 50 nm (b) LCO liegen die gemessenen Intensitätsmaxima der jeweiligen Schichten (STO und LCO) auf einer vertikalen Linie bei  $q_x \approx -1,59$  Å<sup>-1</sup>. Somit sind die Schichten vollkommen tensil verspannt und die in-plane Gitterkonstante des LCO hat die Gitterkonstante von STO angenommen. Es ergibt sich ein Verspannungsparameter<sup>157</sup> von  $\gamma_v = 1$ . Dieses Resultat steht im Gegensatz zu der Relaxation der aus dem  $\omega/2\theta$ -Scan bestimmten Gitterkonstante. Da die Verbreiterung des LCO-Peaks ( $q_x < -1,59$  Å<sup>-1</sup> bzw.  $q_x > -1,59$  Å<sup>-1</sup>)

für die 50 nm-Schicht, in der reziproken Gitterkarte, auf eine stärkere Mosaizität der kristallinen Ordnung hindeutet, kann davon ausgegangen werden, dass die Schicht zum einem Großteil verspannt ist und die bestimmte vergrößerte Gitterkonstante durch die Mosaizität oder Sauerstoffleerstellen zustande kommt. Für die Oberflächenrauigkeit ergab sich aus den XRR-Messungen ein Wert von  $< 0,8$  nm.

## 7.2 Magnetische Charakterisierung und FMR

Zur Bestimmung der Curie-Temperatur wurde die Magnetisierung von Probe LCO50 in Abhängigkeit der Temperatur in einem SQUID-Magnetometer aufgenommen. Die in Abb. 65 a) dargestellte Messung wurde in einem externen Magnetfeld von 1 mT in Richtung der [100]-Achse des STO durchgeführt. Zu sehen ist ein steiler Anstieg des magnetischen Moments für Temperaturen  $< T_C = 78$  K. Der hier ermittelte Wert für die Curie-Temperatur ist vergleichbar mit den publizierten Werten.<sup>43,45,46</sup> Die Ergebnisse für die gemessenen Hysteresekurven (Probe LCO50) sind in Abb. 65 b) für  $T = 50$  K und 4,2 K abgebildet. Es ergibt sich in [100]-Richtung des STO eine Vergrößerung des

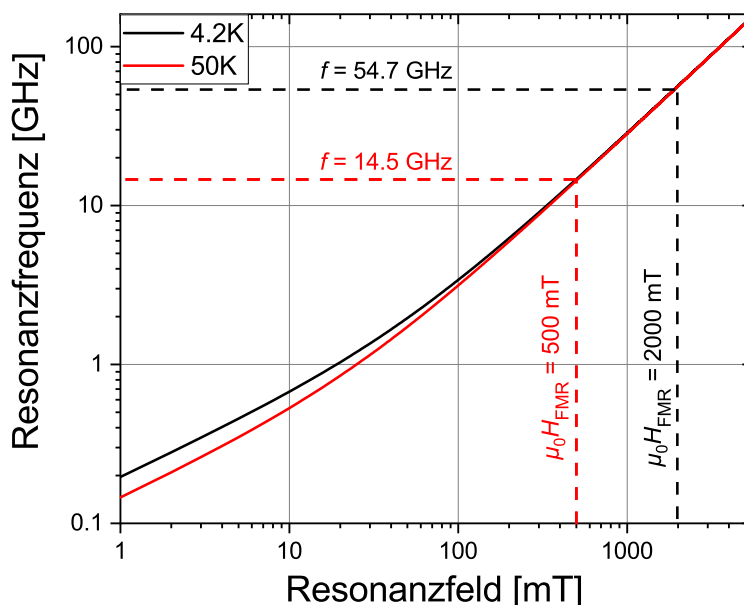


**Abbildung 65:** a) Magnetisches Moment von Probe LCO50 in Abhängigkeit von der Temperatur. Die sich ergebende Curie-Temperatur beträgt  $T_C \approx 78$  K. b) Hysteresekurven für Probe LCO50 für  $T = 50$  K und 4,2 K.

Koerzitivfeldes mit sinkender Temperatur von 43 mT auf 604 mT. Ebenso steigt mit sinkender Temperatur, das zur Sättigung des Ferromagneten benötigte Feld von ca. 0,5 T auf 2 T. Die sich in Sättigung ergebende Magnetisierung des LCO, bei einer Temperatur von 4,2 K ist mit  $4 \cdot 10^4$  A/m im Vergleich zu LSMO ( $\approx 6 \cdot 10^5$  A/m) um das

15-fache und im Vergleich zu YIG ( $\approx 1 \cdot 10^5$  A/m) um den Faktor 2,5 kleiner. Im Vergleich zur Literatur ergibt sich eine um den Faktor 3 verkleinerte Sättigungsmagnetisierung ( $M_s = 0,7 \mu_B/\text{u.c.}$ ).<sup>43</sup> Hier lässt sich lediglich vermuten, dass der Low-Spin- und der Intermediate-Spin-Zustand in LCO (siehe Abb. 4) dominieren und dies der Grund für die verkleinerte Sättigungsmagnetisierung ist.

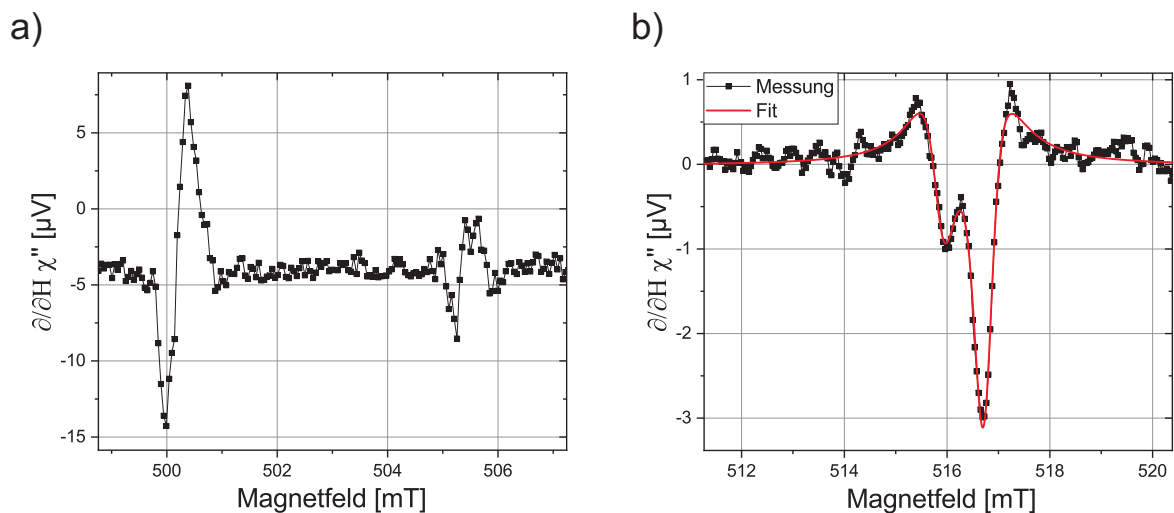
Mit Hilfe der Kittel-Gleichung (Gleichung 14) kann anhand der gemessenen Sättigungsmagnetisierung und einer vernachlässigten Anisotropie ( $H_{\text{Ani}} = 0$ ) das zur jeweiligen Resonanzfrequenz dazugehörige Resonanzfeld prognostiziert werden ( $\gamma/2\pi = 28,0$  GHz/T). Dies ist in Abb. 66 abgebildet. Wie hier zu sehen ist, wird bei einer Temperatur von 50 K eine Resonanzfrequenz von ca. 14,5 GHz erwartet, damit das entstehende Resonanzfeld größer als das Sättigungsfeld ( $\approx 0,5$  T) ist. Für 4,2 K sind es bereits 54,7 GHz. Basierend auf diesen Überlegungen kann aufgrund der technischen Beschränkung des



**Abbildung 66:** Theoretisch erwartete Resonanzfrequenz in Abhängigkeit des Resonanzfeldes. Die schwarze bzw. rote Linie stellt die erwarteten Werte bei einer Temperatur von 4,2 K bzw. 50 K dar.

verwendeten Messaufbaus (maximales Magnetfeld von 1,4 T und messbare Transmission des verwendeten Wellenleiter für  $f < 18$  GHz bei tiefen Temperaturen) und der geringen Sättigungsmagnetisierung, die Dynamik der Magnetisierung (FMR) nur bei  $T = 50$  K und in einem Frequenzbereich von 14-17 GHz untersucht werden.

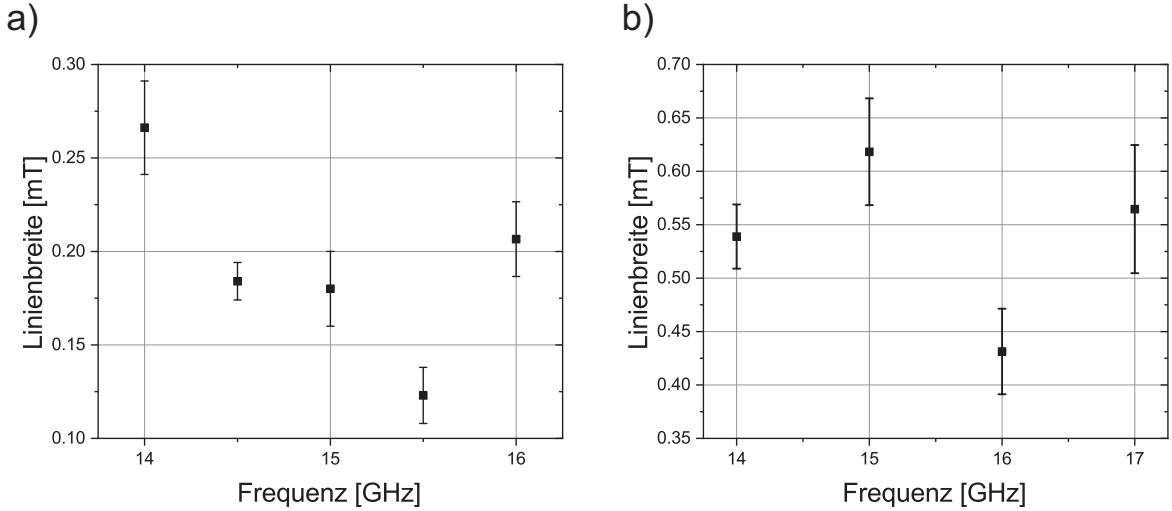
Für die im Folgenden vorgestellten Messungen wurde eine HF-Leistung von 15 dBm verwendet. In Abb. 67 a) ist eine FMR-Messung für Probe LCO30 bei einer Frequenz von 15 GHz abgebildet. Hier ist zum einen ein dominanter Resonanzpeak bei einem Resonanzfeld von 500,4 mT zu sehen, der aufgrund der theoretischen Vorhersage (vgl. Abb. 66) als die uniforme FMR-Mode identifiziert werden kann. Zum anderen befinden sich bei 505,5 mT weitere Resonanzmoden. Diese Moden können entweder dem tensil verspannten Wachstum des LCO zugeordnet werden, wodurch sich mehrere Bereiche mit unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen bilden, oder Spinwellen die sich aufgrund einer sehr kleinen Dämpfung im Ferromagneten ausbreiten.<sup>190,191</sup> Spinwellen stellen dabei eine Anregung der Spins mit einer gekoppelten aber abweichenden Phase dar. Diese zusätzlichen Moden wurden für mehrere Messungen beobachtet. Im Vergleich zu den Messungen für den Ferromagneten LSMO (Abb. 37) ergibt sich ein um den Faktor 1000 verringertes Messsignal, was eine Auswertung des Signals deutlich erschwert. Die im Folgenden gezeigten Ergebnisse beziehen sich immer auf die dominante uniforme Mode. Wie bereits in Abb. 67 a) deutlich zu erkennen, sind die Linienbreiten sehr schmal und



**Abbildung 67:** a) FMR-Spektrum für Probe LCO30 bei  $T = 50$  K und einer Frequenz von 15 GHz. b) Messung (schwarz) und Fit (rot) einer FMR-Messung für Probe LCO50 bei 15 GHz.

es kommt zu einer Überlagerung der uniformen FMR-Mode mit weiteren Moden, wobei es sich vermutlich um Spinwellen-Resonanzen handelt. Daher wurden die FMR-Daten mit einem Fit, bestehend aus mehreren Moden, angepasst. Beispielhaft ist dies für Probe LCO50 in Abb. 67 b) bei einer Frequenz von 15 GHz dargestellt. Die sich ergebende Linienbreite der FMR-Mode ist  $(0,369 \pm 0,020)$  mT. Die Linienbreiten bei einer Frequenz

von 15 GHz sind für alle hier untersuchten Proben in Tabelle 6 hinterlegt. Die hier ermittelte Linienbreite ist vergleichbar mit den Werten für den isolierenden Ferrimagneten YIG, der ebenfalls geringe Linienbreiten besitzt.<sup>24</sup> Dies und das Auftreten weiterer Moden im FMR-Spektrum lässt auf eine geringe magnetische Dämpfung in LCO schließen. Zur Ermittlung der Dämpfung wurde für die hier vorgestellten Proben die Linienbreite in Abhängigkeit der Frequenz bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 68 für Probe LCO20 und LCO30 dargestellt. In der Abb. 68 ist für beide Probe zu erkennen, dass zum einen



**Abbildung 68:** Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für a) Probe LCO20 und b) LCO30 bei einer Temperatur von 50 K.

die erhaltenen Linienbreiten in dem gesamten Frequenzbereich sehr schmal sind und sich kein linearer Zusammenhang (vgl. Abb. 38 b)) ergibt. Grund hierfür sind die Überlagerungen mit weiteren Moden wodurch eine Anpassung der Daten erschwert wird. Dieses Verhalten konnte bereits für YIG-Proben mit sehr geringen Dämpfungen<sup>24</sup> beobachtet werden. Da aus den hier vorliegenden Daten keine Dämpfung mittels eines linearen Fits ermittelt werden kann, soll hier die aufgrund der Daten größtmögliche Dämpfung abgeschätzt werden. Dazu wird davon ausgegangen, dass die Linienbreite  $\mu_0 \Delta H_0 = 0$  mT ist. Damit ergibt sich für die Dämpfung ( $\gamma/2\pi = (28,0 \pm 0,1)$  GHz/T) im Mittel ein Wert von  $\bar{\alpha} = 3,5 \cdot 10^{-4}$  für Probe LCO20. Die Werte für Probe LCO30 und LCO50 sind in Tabelle 6 aufgelistet. Die realen Werte der Gilbert-Dämpfung sind aufgrund einer Linienbreite  $\mu_0 \Delta H_0 > 0$  mT jedoch deutlich kleiner. Bei einem Vergleich mit anderen Ferromagneten wie LSMO, Permalloy oder Eisen ergibt sich eine sehr kleine Dämpfung, die mit Hochtemperatur-PLD gewachsenen YIG-Schichten<sup>192</sup> vergleichbar ist. Aufgrund der ähnlichen elektrischen Eigenschaften von LCO und YIG ist es naheliegend, dass

Name	$\mu_0\Delta H$ bei 15 GHz [mT]	$\bar{\alpha}$
LCO20	$0,177 \pm 0,010$	$3,5 \cdot 10^{-4}$
LCO30	$0,619 \pm 0,020$	$8,9 \cdot 10^{-4}$
LCO50	$0,369 \pm 0,020$	$6,8 \cdot 10^{-4}$

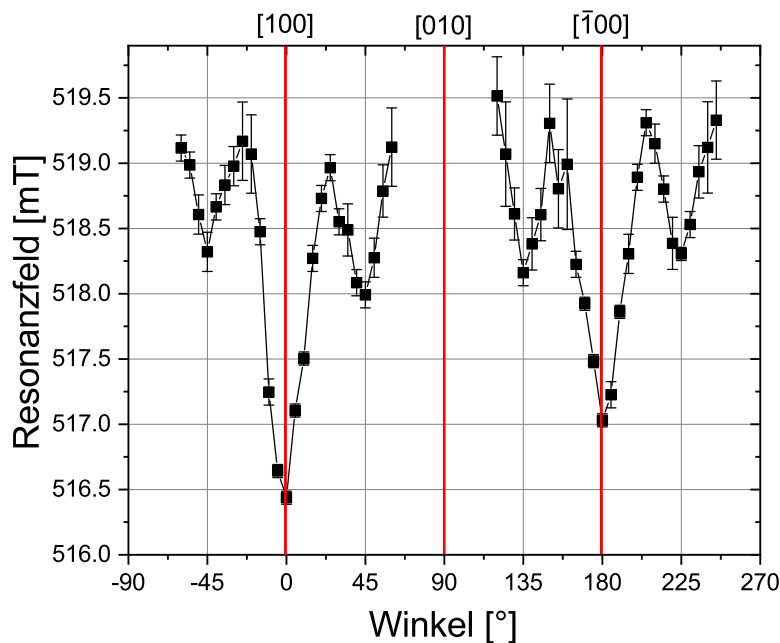
**Tabelle 6:** FMR Resultate für STO/LCO.

die geringe magnetische Dämpfung auf die isolierenden Eigenschaften der Materialien zurückzuführen ist. Zusätzlich können die entstandenen Moden in Abb. 67 b) der geringen Dämpfung des Systems zugewiesen werden. In der verwendeten Messgeometrie können nur sogenannte Demon-Eschbach-Moden angeregt werden die, im Vergleich zur uniformen Mode, bei kleineren Magnetfeldern beobachtet werden.<sup>190</sup> Da die Moden in Abb. 67 a) bei größeren Feldern gemessen wurden ist es naheliegend, dass diese der Verspannung im LCO zuzuschreiben sind.

Zur Bestimmung der auftretenden Anisotropien in LCO wurde der Magnetismus von Probe LCO50 bei  $T = 50$  K winkelahhängig untersucht. Dazu werden die Ergebnisse der winkelaufgelösten FMR-Untersuchungen betrachtet, die in Abb. 69 dargestellt sind.  $0^\circ$  entspricht dabei der [100]-Orientierung von STO/LCO. Die sich ergebenden Unterbrechungen im dargestellten Spektrum (Abb. 69) entstehen durch die lokale Modulation des externen Magnetfeldes und der damit einhergehenden zu kleinen Signale in den jeweiligen Bereichen. Es ist zu erkennen, dass sowohl für  $0^\circ$  als auch für  $180^\circ$  lokale Minima entstehen, womit die [100]- bzw.  $[\bar{1}00]$ -Kristallorientierung als leichte magnetische Achse identifiziert werden kann. Des Weiteren ergeben sich bei  $-45^\circ + n \cdot 90^\circ$  ( $n =$  natürliche Zahl) weitere lokale Minima. Aufgrund der Symmetrie der gemessenen Daten können die Daten mit zwei unterschiedlichen Modellen angepasst werden. Im ersten Fall würde bei einem weiteren Minimum bei  $90^\circ$  eine Überlagerung zweier um  $45^\circ$  verschobenen biaxialen Anisotropien die Daten gut widerspiegeln. Ebenso würde bei der Entstehung eines lokalen Maximums bei  $90^\circ$  eine Kombination aus einer biaxialer Anisotropie mit Minimum bei  $-45^\circ + n \cdot 90^\circ$  und einer uniaxialen Anisotropie mit Minimum bei  $0^\circ + n \cdot 180^\circ$ , zu den gemessenen Daten passen. Aufgrund der mangelhaften Messmethode kann daher hier keine genaue Aussage gemacht werden. Bei genauerer Betrachtung der FMR-Daten ergibt sich ein Anisotropiefeld von ca. 3 mT, das aufgrund der hohen Sättigungsfelder in den SQUID-Untersuchungen nicht aufgelöst werden kann.

Bei der Betrachtung von winkelaufgelösten SQUID-Messungen ergab sich, dass alle Messungen mit den in Abb. 65 b) dargestellten Hysteresekurven vergleichbar sind und es





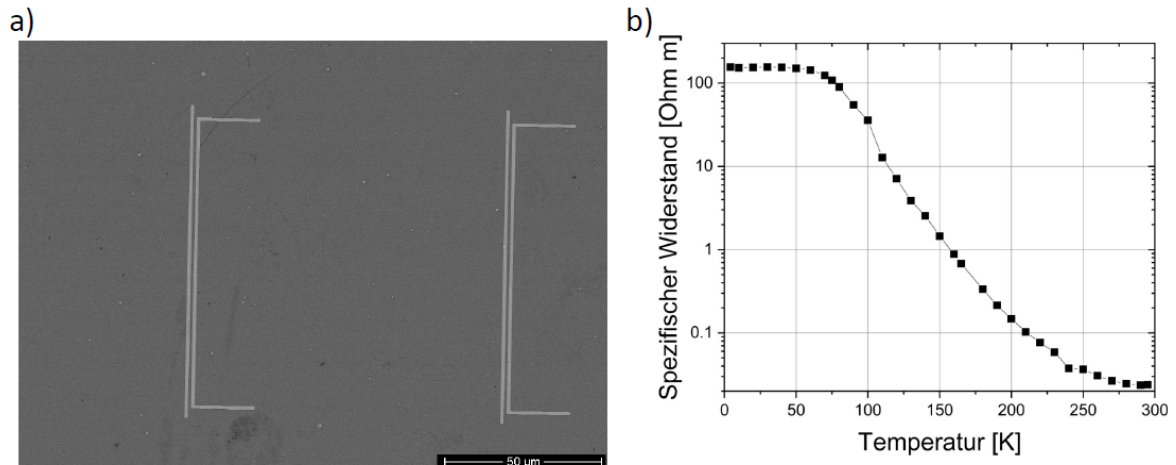
**Abbildung 69:** Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes bei 15 GHz und 50 K für Probe LCO50.

kaum Abweichungen von dem gezeigten Verlauf gibt. Daher wäre es denkbar, dass ein Teil der Magnetisierung in LCO nicht in-plane liegt. Dies kann jedoch mit den hier zu Verfügung stehenden Messmethoden nicht genauer analysiert werden.

Abschließend wurde im Rahmen dieser Arbeit sowohl der ISHE als auch der MMR<sup>187,188</sup> in LCO/Pt untersucht.

Für die Untersuchungen des ISHE wurden auf alle drei Proben exsitu jeweils 13 nm Pt deponiert. Die Messungen ergaben bei einer Frequenz von 15 GHz jedoch kein messbares Signal womit die erzeugte ISHE-Spannung  $< 500$  pV (Detektionslimit) sein muss. Zur Erklärung sei hier auf die Messungen zu LSMO/Pt (Probe R1 bzw. RN1) verwiesen. Hier ergab sich bei 50 K eine ISHE-Spannung von 150 nV bei einer Frequenz von 9,6 GHz. Durch die ca. 20-fach kleinere Sättigungsmagnetisierung des LCO kann man einen etwa 20-fach kleineren ISHE für LCO/Pt erwarten. Zusätzlich muss der in mehreren Publikationen<sup>12,13,193</sup> veröffentlichte Abfall des ISHE mit steigender Frequenz berücksichtigt werden, da eine höhere Messfrequenz aufgrund der hohen Sättigungsfelder von LCO verwendet wurde. Ein verschwindender Magnetismus an der LCO/Pt-Grenzfläche auf-

grund von einer Relaxation des LCO mit einhergehender Reduktion der Magnetisierung kann aufgrund der reziproken Gitterkarten für dicke Schichten ausgeschlossen werden, da hier eine vollständige Verspannung beobachtet wurde (vgl. Abb. 64). Die Messungen des



**Abbildung 70:** a) Pt-Strukturen auf 50 nm LCO für die Messung des MMR. b) Spezifischer Widerstand des LCO in Abhängigkeit von der Temperatur.

MMR wurden an einer 50 nm dicken LCO-Schicht durchgeführt, auf die zwei 10 nm dicke und 1 µm breite Pt Streifen mittels Lift-Off-Prozess in einem Abstand von 100 - 1000 nm aufgebracht wurden, was in Abb. 70 a) dargestellt ist. Die Pt-Strukturen wurden in Zusammenarbeit mit Philip Trempler (MLU Halle-Wittenberg) hergestellt. Die bei 50 K durchgeführten Messungen zeigten jedoch aufgrund eines zu geringen Widerstandes des LCO kein messbares Signal, da beide Pt-Streifen über das LCO kurz geschlossen waren. Der ermittelte spezifische Widerstand für das LCO ist in Abb. 70 b) in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Für 50 K ergibt sich ein Wert von 150 Ωm, was mit den Literaturwerten vergleichbar ist.<sup>48</sup> Für YIG, bei dem der MMR bereits nachgewiesen werden konnte,<sup>187,188</sup> ergeben sich Werte von  $10^7 - 10^{12}$  Ωm<sup>194,195</sup> bei RT.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

In der hier vorliegenden Arbeit wurden mehrere Themen bearbeitet. Im ersten Teil der Arbeit wurden das Spinpumpen und der ISHE in LSMO/LNO/SRO-Heterostrukturen untersucht. Hierzu wurde mittels PLD eine Probenserie mit unterschiedlichen LNO-Schichtdicken hergestellt. Die Schichten wurden in einer vorangegangenen Probenserie optimiert. Es ergaben sich monokristalline LSMO- und LNO-Schichten die epitaktisch auf dem Substrat gewachsen waren. Die SRO-Schichten zeigten an der LNO/SRO-Grenzschicht epitaktisches Verhalten. Für die optimierten Systeme konnte gezeigt werden, dass unter Berücksichtigung der Sättigungsmagnetisierung der Proben die effektive SMC bei einem Übergang von einem LSMO/SRO-Zweilagensystem zu einem LSMO/LNO/SRO-Dreilagensystem ansteigt und sättigt sobald  $d_{\text{LNO}} \gg \lambda_{\text{sd,LNO}}$  erfüllt ist. Hieraus ergab sich zum einen, dass der SMW von SRO größer als der Gesamt-Spinwiderstand für den Spinstrom in der Heterostruktur ist und zum anderen, dass die SMC in LNO viel größer als in SRO ist. Die ermittelte SDL in LNO bei einer Temperatur von 190 K liegt in einem Bereich von 1,7 nm-9 nm. Mit dem Anstieg und der Sättigung der effektiven SMC konnte mittels eines Fits eine SDL von  $\lambda_{\text{sd,LNO}} = 3,3$  nm errechnet werden. Ebenso konnte, unter Ausschluss des AMR-Effekts, der ISHE in den Heterostrukturen nachgewiesen werden, wodurch ein Pumpen von Spins von einem Oxid durch ein zweites Oxid mit anschließender Detektion des Spinstroms in einem dritten Oxid nachgewiesen werden konnte. Die Schichtdickenabhängigkeit des ISHE ergab keine weitere Information zur SDL in LNO, da keine klare Abhängigkeit zwischen LNO-Schichtdicke und ISHE festgestellt werden konnte. Jedoch ergab die Temperaturabhängigkeit des ISHE, dass eine Umwandlung des Spinstroms zu einem Ladungsstrom für  $T < T_{\text{C,SRO}}$  in SRO aufgrund der ferromagnetischen Phase nicht möglich ist. Hier ergab sich anhand der Sättigung der effektiven SMC unterhalb der Curie-Temperatur von SRO zusätzlich, dass sich das Dreilagensystem aufgrund des Ferromagnetismus von SRO analog zu einem Zweilagensystem LSMO/LNO verhält, da es zu einer Reflexion des Spinstroms an der LNO/SRO-Grenzfläche kommt. Ein ISHE in LSMO/LNO konnte nicht nachgewiesen werden. Hier wird ein geringer Spin-Hall-Winkel für LNO vermutet.

Zur genaueren Untersuchung des ISHE in LSMO/LNO/SRO müssten alle Proben mittels TEM untersucht werden, um die kristalline Qualität der SRO-Schichten zu überprüfen. An dieser Stelle wird vermutet, dass die kristalline Schichtdicke innerhalb der hergestellten Proben variiert, wodurch sich unterschiedliche effektive Schichtdicken für die Umwandlung des Spinstroms in einen Ladungsstrom in SRO ergeben. Dies würde zu

unterschiedlichen ISHE-Spannungen bzw. -Strömen führen, womit eine Vergleichbarkeit der Schichten untereinander nicht gegeben wäre.

Des Weiteren konnte in LSMO/LNO/Pt-Schichten kein ISHE nachgewiesen werden. Für LSMO/SRO/Pt-Schichten war es jedoch möglich den erzeugten Spinstrom in Pt zu detektieren und eine SDL in SRO von 0,52 nm zu bestimmen.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde das System LSMO/NiO/Pt untersucht. Die hergestellten LSMO/Ni-Schichten wurden dabei nach der Deposition von Ni nachträglich oxidiert. Es konnte in den folgenden SQUID-Untersuchungen gezeigt werden, dass das NiO antiferromagnetische Eigenschaften aufweist und über den Exchange Bias eine Kopplung zwischen AFM und FM entsteht. Hierbei konnte für alle Proben die Blocking-Temperatur bestimmt werden, womit eine Unterscheidung der einzelnen Transportarten des Spinstroms, Magnonentransport bzw. Transport durch Spinfluktuationen, unterschieden werden konnte. In den dazugehörigen FMR- und ISHE-Experimenten zeigte sich, dass die effektive SMC durch Einbringen des NiO abfällt, da Pt als eine ideale Spinsenke mit einem geringeren SMW als der Gesamt-Spinwiderstand des Systems angesehen werden kann. Durch Erhöhung der NiO-Schichtdicke konnte analog zu LSMO/LNO/SRO eine Sättigung der effektiven SMC gemessen werden, da alle Spins in NiO geflippt sind und sich das Dreilagensystem zu einem Zweilagensystem reduziert. Die Temperaturabhängigkeit der effektiven SMC ergab eine sich ändernde SDL in NiO, was durch die Schichtdickenabhängigkeit des ISHE nachgewiesen werden konnte. Es ergab sich für  $\lambda_{sd,NiO} = 1,86$  nm bei einer Temperatur von 190 K. Jedoch verkleinerte sich diese mit sinkender Temperatur im Bereich von  $T_B < T < T_N$  aufgrund der sich verringerten thermischen Energie und der damit einhergehenden erschwerten Erzeugung von thermischen Fluktuationen im AFM. Es ergab sich für  $\lambda_{sd,NiO}$  Werte im Bereich von 0,9 nm - 1,9 nm für die Temperaturen von 125 K - 275 K. Unterhalb der Blocking-Temperatur konnte ein Anstieg der SDL in NiO verzeichnet werden. Jedoch konnte anhand einer ausführlichen Diskussion gezeigt werden, dass es sich dabei möglicherweise um falsch interpretierte Werte handelt und eine Berechnung der SDL in dem Temperaturbereich von 4,2 K - 125 K nicht möglich ist. Grund hierfür ist eine Erhöhung der Transmission des Spinstroms an der LSMO/NiO-Grenzschicht, was zu einer Erhöhung des ISHE-Stroms in Pt führt. Da die Erhöhung des Spinstroms für die hergestellten Proben aufgrund ihrer unterschiedlichen Blocking-Temperaturen unterschiedlich ist und auch für die LSMO/Pt-Probe aufgrund des fehlenden AFM keine Erhöhung möglich ist, können die entstandenen ISHE-Ströme miteinander quantitativ nicht verglichen werden. Die berechneten SDL in diesem Tem-

peraturbereich sind daher wahrscheinlich fehlerhaft, da keine konstanten Bedingungen vorliegen.

Da dieses Verhalten des Spinstroms in der Literatur bisher noch nicht beobachtet und diskutiert wurde, fehlen hier theoretische Rechnungen. In einer Kooperation mit der Universität Mainz soll die noch fehlende Theorie erstellt werden, was jedoch nicht mehr Teil dieser Arbeit ist.

Abschließend wurde im dritten Teil der vorliegenden Arbeit ein isolierender Ferromagnet auf seine Einsatzmöglichkeiten in der Spintronik untersucht. Die LCO-Schichten wurden in einer Kooperation in der Gruppe von Prof. Dörr hergestellt. Es konnte das ferromagnetische Verhalten und eine Curie-Temperatur von 78 K ermittelt werden. Aufgrund der geringen Sättigungsmagnetisierung und der hohen Sättigungsfelder wurden die Proben bei hohen Frequenzen und einer Temperatur von 50 K auf ihre Eigenschaften in Resonanz untersucht. Die sich ergebenden FMR-Spektren zeigten zusätzlich zu der uniformen Mode weitere Moden, die zum Teil den Spinwellen zugeordnet werden konnten. Da in den frequenzabhängigen Untersuchungen der Linienbreite kein linearer Zusammenhang ermittelt werden konnte, wurde eine maximal mögliche Dämpfung mittels der sehr kleinen Linienbreiten ermittelt. Es zeigte sich, dass diese Werte für  $\alpha$  vergleichbar mit den Werten für Hochtemperatur-PLD YIG sind, womit davon ausgegangen werden kann, dass die geringen Dämpfungen in YIG und LCO aufgrund ihrer isolierenden Eigenschaften entstehen. Jedoch konnte für LCO/Pt zum einen aufgrund der geringen Sättigungsmagnetisierung, zum anderen durch die geringe Leitfähigkeit des Pt und der hohen Anregungsfrequenz, kein ISHE detektiert werden. Untersuchungen des MMR in Pt-Nanostrukturen auf einer 50 nm LCO-Probe ergaben aufgrund der, im Vergleich zu YIG, hohen Leitfähigkeit keine Ergebnisse. Abschließend ergibt sich, dass LCO aufgrund der hier genannten Eigenschaften nicht für Anwendungen in der Spintronik geeignet ist.

## 9 Literatur

- [1] J. R. Powell, “The Quantum Limit to Moore’s Law”, *IEEE*, Vol. 96, Nr. 8, S. 1247–1248, 2008.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, D. F. van Nguyen, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, und J. Chazelas, “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”, *Physical Review Letters*, Vol. 61, Nr. 21, S. 2472–2475, 1988.
- [3] A. Fert, P. Grünberg, A. Barthélémy, F. Petroff, und W. Zinn, “Layered magnetic structures: interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 140-144, S. 1–8, 1995.
- [4] S. Tehrani, B. Engel, J. M. Slaughter, E. Chen, M. DeHerrera, M. Durlam, P. Naji, R. Whig, J. Janesky, und J. Calder, “Recent developments in magnetic tunnel junction MRAM”, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 36, Nr. 5, S. 2752–2757, 2000.
- [5] J. Akerman, “Applied physics. Toward a universal memory”, *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 308, Nr. 5721, S. 508–510, 2005.
- [6] X. Fong, Y. Kim, R. Venkatesan, S. H. Choday, A. Raghunathan, und K. Roy, “Spin-Transfer Torque Memories: Devices, Circuits, and Systems”, *Proceedings of the IEEE*, Vol. 104, Nr. 7, S. 1449–1488, 2016.
- [7] A. V. Chumak, A. A. Serga, und B. Hillebrands, “Magnon transistor for all-magnon data processing”, *Nature Communications*, Vol. 5, Nr. 4700, 2014.
- [8] Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, R. Verba, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägél, F. Ciubotaru, C. Adelman, C. Dubs, P. Pirro, T. Brächer, und A. V. Chumak, “Realization of a nanoscale magnonic directional coupler for all-magnon circuits”, <http://arxiv.org/pdf/1905.12353v1>, 2019.
- [9] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, und A. Hoffmann, “Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers”, *Physical Review B*, Vol. 82, Nr. 21, S. 467, 2010.

- 
- [10] D. Hou, Z. Qiu, K. Harii, Y. Kajiwara, K. Uchida, Y. Fujikawa, H. Nakayama, T. Yoshino, T. An, K. Ando, X. Jin, und E. Saitoh, “Interface induced inverse spin Hall effect in bismuth/permalloy bilayer”, *Applied Physics Letters*, Vol. 101, Nr. 4, S. 042403, 2012.
- [11] B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Y.-Y. Song, Y. Sun, und M. Wu, “Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces”, *Physical Review Letters*, Vol. 107, Nr. 6, S. 066604, 2011.
- [12] V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef, und B. J. van Wees, “Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system”, *Applied Physics Letters*, Vol. 101, Nr. 13, S. 132414, 2012.
- [13] V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, und J. B. Youssef, “Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system”, *Physical Review B*, Vol. 86, Nr. 13, S. 134419, 2012.
- [14] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, und J. Ben Youssef, “Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta”, *Physical Review B*, Vol. 87, Nr. 17, S. 467, 2013.
- [15] T. Richter, M. Paleschke, M. Wahler, F. Heyroth, H. Deniz, D. Hesse, und G. Schmidt, “Spin pumping and inverse spin Hall effect in ultrathin SrRuO<sub>3</sub> films around the percolation limit”, *Physical Review B*, Vol. 96, Nr. 18, S. 184407, 2017.
- [16] C. Du, H. Wang, F. Yang, und P. C. Hammel, “Enhancement of Pure Spin Currents in Spin Pumping Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Cu/Metal Trilayers through Spin Conductance Matching”, *Physical Review Applied*, Vol. 1, Nr. 4, 2014.
- [17] K.-U. Demasius, T. Phung, W. Zhang, B. P. Hughes, S.-H. Yang, A. Kellock, W. Han, A. Pushp, und S. S. P. Parkin, “Enhanced spin-orbit torques by oxygen incorporation in tungsten films”, *Nature communications*, Vol. 7, S. 10644, 2016.
- [18] Q. Hao und G. Xiao, “Giant Spin Hall Effect and Switching Induced by Spin-Transfer Torque in a W/Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>/MgO Structure with Perpendicular Magnetic Anisotropy”, *Physical Review Applied*, Vol. 3, Nr. 3, 2015.

- 
- [19] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, und R. A. Buhrman, “Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten”, *Applied Physics Letters*, Vol. 101, Nr. 12, S. 122404, 2012.
- [20] P. Deorani und H. Yang, “Role of spin mixing conductance in spin pumping: Enhancement of spin pumping efficiency in Ta/Cu/Py structures”, *Applied Physics Letters*, Vol. 103, Nr. 23, S. 232408, 2013.
- [21] S.-I. Kim, D.-J. Kim, M.-S. Seo, B.-G. Park, und S.-Y. Park, “Dependence of inverse-spin Hall effect and spin-rectified voltage on tantalum thickness in Ta/CoFeB bilayer structure”, *Applied Physics Letters*, Vol. 106, Nr. 3, S. 032409, 2015.
- [22] E. Montoya, P. Omelchenko, C. Coutts, N. R. Lee-Hone, R. Hübner, D. Broun, B. Heinrich, und E. Girt, “Spin transport in tantalum studied using magnetic single and double layers”, *Physical Review B*, Vol. 94, Nr. 5, 2016.
- [23] R. Yu, B. F. Miao, L. Sun, Q. Liu, J. Du, P. Omelchenko, B. Heinrich, M. Wu, und H. F. Ding, “Determination of spin Hall angle and spin diffusion length in  $\beta$ -phase-dominated tantalum”, *Phys. Rev. Materials*, Vol. 2, S. 074406, Jul 2018.
- [24] C. Hauser, T. Richter, N. Homonnay, C. Eisenschmidt, M. Qaid, H. Deniz, D. Hesse, M. Sawicki, S. G. Ebbinghaus, und G. Schmidt, “Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material”, *Scientific Reports*, Vol. 6, Nr. 20827, 2016.
- [25] C. Hauser, C. Eisenschmidt, T. Richter, A. Müller, H. Deniz, und G. Schmidt, “Annealing of amorphous yttrium iron garnet thin films in argon atmosphere”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 122, Nr. 8, S. 083908, 2017.
- [26] A. P. Ramirez, “Colossal magnetoresistance”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 9, Nr. 39, S. 8171–8199, 1997.
- [27] V. M. Goldschmidt, “Die Gesetze der Krystallochemie”, *Die Naturwissenschaften*, Vol. 14, Nr. 21, S. 477–485, 1926.
- [28] J. Bohm, H.-J. Bausch, und W. Kleber, *Einführung in die Kristallographie*. München: De Gruyter, 19. Auflage, 2002.



- 
- [29] P. Granger, V. I. Parvulescu, S. Kaliaguine, und W. Prellier, *Perovskites and related mixed oxides: Concepts and applications*. Weinheim: Wiley-VCH, 1. Auflage, 2016.
- [30] J. Brous, I. Fankuchen, und E. Banks, “Rare earth titanates with a perovskite structure”, *Acta Crystallographica*, Vol. 6, Nr. 1, S. 67–70, 1953.
- [31] F. W. Lytle, “X-Ray Diffractometry of Low-Temperature Phase Transformations in Strontium Titanate”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 35, Nr. 7, S. 2212–2215, 1964.
- [32] R. A. Cowley, “Lattice Dynamics and Phase Transitions of Strontium Titanate”, *Physical Review*, Vol. 134, Nr. 4A, S. A981–A997, 1964.
- [33] R. Loetzsch, A. Lübcke, I. Uschmann, E. Förster, V. Große, M. Thuerk, T. Koettig, F. Schmidl, und P. Seidel, “The cubic to tetragonal phase transition in SrTiO<sub>3</sub> single crystals near its surface under internal and external strains”, *Applied Physics Letters*, Vol. 96, Nr. 7, S. 071901, 2010.
- [34] G. Shirane und Y. Yamada, “Lattice-Dynamical Study of the 110 K Phase Transition in SrTiO<sub>3</sub>”, *Physical Review*, Vol. 177, Nr. 2, S. 858–863, 1969.
- [35] H. A. Jahn und E. Teller, “Stability of Polyatomic Molecules in Degenerate Electronic States - I – Orbital Degeneracy”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 161, Nr. 905, S. 220–235, 1937.
- [36] A. Hammouche, E. Siebert, und A. Hammou, “Crystallographic, thermal and electrochemical properties of the system La<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>MnO<sub>3</sub> for high temperature solid electrolyte fuel cells”, *Materials Research Bulletin*, Vol. 24, Nr. 3, S. 367–380, 1989.
- [37] B. Cui, C. Song, G. Wang, Y. Yan, J. Peng, J. Miao, H. Mao, F. Li, C. Chen, F. Zeng, und F. Pan, “Reversible Ferromagnetic Phase Transition in Electrode-Gated Manganites”, *Advanced Functional Materials*, Vol. 24, Nr. 46, S. 7233–7240, 2014.
- [38] M. Viret, J. Nassar, M. Drouet, J. Contour, C. Fermon, und A. Fert, “Spin polarised tunnelling as a probe of half metallic ferromagnetism in mixed-valence manganites”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 198-199, S. 1–5, 1999.

- [39] M. Mathews, F. M. Postma, J. C. Lodder, R. Jansen, G. Rijnders, und D. H. A. Blank, “Step-induced uniaxial magnetic anisotropy of  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  thin films”, *Applied Physics Letters*, Vol. 87, Nr. 24, S. 242507, 2005.
- [40] G. Maris, Y. Ren, V. Volotchaev, C. Zobel, T. Lorenz, und T. T. M. Palstra, “Evidence for orbital ordering in  $\text{LaCoO}_3$ ”, *Physical Review B*, Vol. 67, Nr. 22, S. 4719, 2003.
- [41] G. Thornton, B. C. Tofield, und A. W. Hewat, “A neutron diffraction study of  $\text{LaCoO}_3$  in the temperature range  $4.2 < T < 1248\text{K}$ ”, *Journal of Solid State Chemistry*, Vol. 61, Nr. 3, S. 301–307, 1986.
- [42] P. G. Radaelli und S.-W. Cheong, “Structural phenomena associated with the spin-state transition in  $\text{LaCoO}_3$ ”, *Physical Review B*, Vol. 66, Nr. 9, S. 100, 2002.
- [43] A. D. Rata, A. Herklotz, L. Schultz, und K. Dörr, “Lattice structure and magnetization of  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *The European Physical Journal B*, Vol. 76, Nr. 2, S. 215–219, 2010.
- [44] A. Herklotz, “Einfluss reversibler epitaktischer Dehnung auf die ferroische Ordnung dünner Schichten: Dissertation”, *TU Dresden, Dresden*, 2011.
- [45] A. Herklotz, A. D. Rata, L. Schultz, und K. Dörr, “Reversible strain effect on the magnetization of  $\text{LaCoO}_3$  films”, *Physical Review B*, Vol. 79, Nr. 9, S. 092409, 2009.
- [46] V. V. Mehta, M. Liberati, F. J. Wong, R. V. Chopdekar, E. Arenholz, und Y. Suzuki, “Ferromagnetism in tetragonally distorted  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 105, Nr. 7, S. 07E503, 2009.
- [47] D. Fuchs, C. Pinta, T. Schwarz, P. Schweiss, P. Nagel, S. Schuppler, R. Schneider, M. Merz, G. Roth, und H. v. Löhneysen, “Ferromagnetic order in epitaxially strained  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *Physical Review B*, Vol. 75, Nr. 14, S. 134409, 2007.
- [48] J. W. Freeland, J. X. Ma, und J. Shi, “Ferromagnetic spin-correlations in strained  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *Applied Physics Letters*, Vol. 93, Nr. 21, S. 212501, 2008.
- [49] J. M. Rondinelli und N. A. Spaldin, “Structural effects on the spin-state transition in epitaxially strained  $\text{LaCoO}_3$  films”, *Physical Review B*, Vol. 79, Nr. 5, S. 054409, 2009.

- [50] K. Gupta und P. Mahadevan, “Strain-driven magnetism in  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *Physical Review B*, Vol. 79, Nr. 2, S. 020406(R), 2009.
- [51] S. Park, P. Ryan, E. Karapetrova, J. W. Kim, J. X. Ma, J. Shi, J. W. Freeland, und W. Wu, “Microscopic evidence of a strain-enhanced ferromagnetic state in  $\text{LaCoO}_3$  thin films”, *Applied Physics Letters*, Vol. 95, Nr. 7, S. 072508, 2009.
- [52] C.-C. Yang, M.-S. Chen, T.-J. Hong, C.-M. Wu, J.-M. Wu, und T.-B. Wu, “Preparation of (100)-oriented metallic  $\text{LaNiO}_3$  thin films on Si substrates by radio frequency magnetron sputtering for the growth of textured  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$ ”, *Applied Physics Letters*, Vol. 66, Nr. 20, S. 2643–2645, 1995.
- [53] A. Wold, B. Post, und E. Banks, “Rare Earth Nickel Oxides”, *Journal of the American Chemical Society*, Vol. 79, Nr. 18, S. 4911–4913, 1957.
- [54] K. P. Rajeev, G. V. Shivashankar, und A. K. Raychaudhuri, “Low-temperature electronic properties of a normal conducting perovskite oxide ( $\text{LaNiO}_3$ )”, *Solid State Communications*, Vol. 79, Nr. 7, S. 591–595, 1991.
- [55] E. Detemple, “Charakterisierung von  $\text{LaNiO}_3$ -basierten Übergittern mittels transmissionselektronenmikroskopischer Methoden: Dissertation”, *Max-Planck-Institut für Intelligente Systeme, Stuttgart, TU Darmstadt, Darmstadt*, Januar 2013.
- [56] C. R. Cho, D. A. Payne, und S. L. Cho, “Solution deposition and heteroepitaxial crystallization of  $\text{LaNiO}_3$  electrodes for integrated ferroelectric devices”, *Applied Physics Letters*, Vol. 71, Nr. 20, S. 3013–3015, 1997.
- [57] J. L. Garcia-Muñoz, J. Rodríguez-Carvajal, P. Lacorre, und J. B. Torrance, “Neutron-diffraction study of  $\text{RNiO}_3$  ( $\text{R} = \text{La, Pr, Nd, Sm}$ ): Electronically induced structural changes across the metal-insulator transition”, *Physical Review B*, Vol. 46, Nr. 8, S. 4414–4425, 1992.
- [58] H. Guo, Z. W. Li, L. Zhao, Z. Hu, C. F. Chang, C.-Y. Kuo, W. Schmidt, A. Piovano, T. W. Pi, O. Sobolev, D. I. Khomskii, L. H. Tjeng, und A. C. Komarek, “Antiferromagnetic correlations in the metallic strongly correlated transition metal oxide  $\text{LaNiO}_3$ ”, *Nature Communications*, Vol. 9, Nr. 1, S. 43, 2018.
- [59] N. F. Mott, “The Basis of the Electron Theory of Metals, with Special Reference to the Transition Metals”, *Proceedings of the Physical Society. Section A*, Vol. 62, Nr. 7, S. 416–422, 1949.

- 
- [60] J. Hubbard, “Electron Correlations in Narrow Energy Bands”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 276, Nr. 1365, S. 238–257, 1963.
- [61] J. Hubbard, “Electron Correlations in Narrow Energy Bands. II. The Degenerate Band Case”, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 277, Nr. 1369, S. 237–259, 1964.
- [62] M. L. Medarde, “Structural, magnetic and electronic properties of perovskites (R = rare earth)”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 9, Nr. 8, S. 1679–1707, 1997.
- [63] J. Torrance, P. Lacorre, A. Nazzal, E. Ansaldo, und C. Niedermayer, “Systematic study of insulator-metal transitions in perovskites  $\text{RNiO}_3$  (R=Pr,Nd,Sm,Eu) due to closing of charge-transfer gap”, *Physical Review B*, Vol. 45, Nr. 14, S. 8209–8212, 1992.
- [64] G. Koster, L. Klein, W. Siemons, G. Rijnders, J. S. Dodge, C.-B. Eom, D. H. A. Blank, und M. R. Beasley, “Structure, physical properties, and applications of  $\text{SrRuO}_3$  thin films”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 84, Nr. 1, S. 253–298, 2012.
- [65] B. J. Kennedy und B. A. Hunter, “High-temperature phases of  $\text{SrRuO}_3$ ”, *Physical Review B*, Vol. 58, Nr. 2, S. 653–658, 1998.
- [66] M. Wahler, N. Homonnay, T. Richter, A. Müller, C. Eisenschmidt, B. Fuhrmann, und G. Schmidt, “Inverse spin Hall effect in a complex ferromagnetic oxide heterostructure”, *Scientific Reports*, Vol. 6, Nr. 28727, 2016.
- [67] A. Ito, H. Masumoto, und T. Goto, “Microstructure and Electrical Conductivity of Epitaxial  $\text{SrRuO}_3$  Thin Films Prepared on (001), (110) and (111)  $\text{SrTiO}_3$  Substrates by Laser Ablation”, *Materials Transactions*, Vol. 48, Nr. 2, S. 227–233, 2007.
- [68] K. G. Chandrappa, T. V. Venkatesha, K. O. Nayana, und M. K. Punithkumar, “Generation of nanocrystalline NiO particles by solution combustion method and its  $\text{ZnNiO}$  composite coating for corrosion protection”, *Materials and Corrosion*, Vol. 63, Nr. 5, S. 445–455, 2012.

- 
- [69] E. Fujii, A. Tomozawa, H. Torii, und R. Takayama, “Preferred Orientations of NiO Films Prepared by Plasma-Enhanced Metalorganic Chemical Vapor Deposition”, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 35, Nr. 3A, S. L328–L330, 1996.
- [70] T. Bredow und A. R. Gerson, “Effect of exchange and correlation on bulk properties of MgO, NiO, and CoO”, *Physical Review B*, Vol. 61, Nr. 8, S. 5194–5201, 2000.
- [71] M. Tadic, D. Nikolic, M. Panjan, und G. R. Blake, “Magnetic properties of NiO (nickel oxide) nanoparticles: Blocking temperature and Neel temperature”, *Journal of Alloys and Compounds*, Vol. 647, S. 1061–1068, 2015.
- [72] Y.-M. Hung, C. Hahn, H. Chang, M. Wu, H. Ohldag, und A. D. Kent, “Spin transport in antiferromagnetic NiO and magnetoresistance in  $Y_3Fe_5O_{12}/NiO/Pt$  structures”, *AIP Advances*, Vol. 7, Nr. 5, S. 055903, 2017.
- [73] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, und F. Yang, “Antiferromagnonic spin transport from  $Y_3Fe_5O_{12}$  into NiO”, *Physical Review Letters*, Vol. 113, Nr. 9, S. 097202, 2014.
- [74] B. L. Zink, M. Manno, L. O’Brien, J. Lotze, M. Weiler, D. Bassett, S. J. Mason, S. T. B. Goennenwein, M. Johnson, und C. Leighton, “Efficient spin transport through native oxides of nickel and permalloy with platinum and gold overlayers”, *Physical Review B*, Vol. 93, Nr. 18, S. 184401, 2016.
- [75] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, und E. Saitoh, “Observation of the spin Seebeck effect”, *Nature*, Vol. 455, Nr. 7214, S. 778–781, 2008.
- [76] C. H. Du, H. L. Wang, Y. Pu, T. L. Meyer, P. M. Woodward, F. Y. Yang, und P. C. Hammel, “Probing the spin pumping mechanism: Exchange coupling with exponential decay in  $Y_3Fe_5O_{12}/barrier/Pt$  heterostructures”, *Physical Review Letters*, Vol. 111, Nr. 24, S. 247202, 2013.
- [77] H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu, R. Adur, P. C. Hammel, und F. Y. Yang, “Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from  $Y_3Fe_5O_{12}/metal$  spin pumping”, *Physical Review Letters*, Vol. 112, Nr. 19, S. 197201, 2014.
- [78] J. B. S. Mendes, O. Alves Santos, J. P. Gomes, H. S. Assis, J. F. Felix, R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, und A. Azevedo, “Efficient spin transport through polyaniline”, *Physical Review B*, Vol. 95, Nr. 1, S. 014413, 2017.

- 
- [79] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, und A. Hoffmann, “Quantifying spin Hall angles from spin pumping: Experiments and theory”, *Physical Review Letters*, Vol. 104, Nr. 4, S. 046601, 2010.
- [80] Y. Wang, P. Deorani, X. Qiu, J. H. Kwon, und H. Yang, “Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt”, *Applied Physics Letters*, Vol. 105, Nr. 15, S. 152412, 2014.
- [81] K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, K. Tsukagoshi, und S. Kasai, “Evaluation of Spin Hall Angle and Spin Diffusion Length by Using Spin Current-Induced Ferromagnetic Resonance”, *Applied Physics Express*, Vol. 5, Nr. 7, S. 073002, 2012.
- [82] S. Keller, L. Mihalceanu, M. R. Schweizer, P. Lang, B. Heinz, M. Geilen, T. Brächer, P. Pirro, T. Meyer, A. Conca, D. Karfaridis, G. Vourlias, T. Kehagias, B. Hillebrands, und E. T. Papaioannou, “Determination of the spin Hall angle in single-crystalline Pt films from spin pumping experiments”, *New Journal of Physics*, Vol. 20, Nr. 5, S. 053002, 2018.
- [83] M. Weiler, G. Woltersdorf, M. Althammer, H. Huebl, und S. T. Goennenwein, “Spin Pumping and Spin Currents in Magnetic Insulators”, in *Recent Advances in Magnetic Insulators – From Spintronics to Microwave Applications* (M. Wu, A. Hoffmann, R. E. Camley, und R. L. Stamps als Editoren), Band 64 von *Solid State Physics*, S. 123–156, Oxford: Elsevier, 2013.
- [84] X. Zhang, H. Xie, M. Fujii, H. Ago, K. Takahashi, T. Ikuta, H. Abe, und T. Shimizu, “Thermal and electrical conductivity of a suspended platinum nanofilm”, *Applied Physics Letters*, Vol. 86, Nr. 17, S. 171912, 2005.
- [85] S. Ono, T. Kikegawa, und Y. Ohishi, “A high-pressure and high-temperature synthesis of platinum carbide”, *Solid State Communications*, Vol. 133, Nr. 1, S. 55–59, 2005.
- [86] L. Landau und L. Lifshitz, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, Nr. 8, S. 153, 1935.
- [87] J. Lindner, “Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle – Statik und Dynamik: Dissertation”, *Freie Universität Berlin, Berlin*, November 2002.

- 
- [88] L. Berger, “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”, *Physical Review B*, Vol. 54, Nr. 13, S. 9353–9358, 1996.
- [89] T. L. Gilbert, “Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials”, *IEEE Transactions on Magnetism*, Vol. 40, Nr. 6, S. 3443–3449, 2004.
- [90] T. L. Gilbert, “A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field”, *Physical Review*, Vol. 100, S. 1243, 1955.
- [91] Z. Celinski, K. B. Urquhart, und B. Heinrich, “Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 166, Nr. 1-2, S. 6–26, 1997.
- [92] B. Heinrich und J. F. Cochran, “Ultrathin metallic magnetic films: Magnetic anisotropies and exchange interactions”, *Advances in Physics*, Vol. 42, Nr. 5, S. 523–639, 1993.
- [93] J. A. C. Bland und B. Heinrich als Editoren, *Ultrathin Magnetic Structures I: An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1. Auflage, 2005.
- [94] M. Farle, “Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers”, *Reports on Progress in Physics*, Vol. 61, Nr. 7, S. 755–826, 1998.
- [95] J. Pelzl und U. Netzelmann, “Locally Resolved Magnetic Resonance in Ferromagnetic Layers and Films”, in *Photoacoustic, Photothermal and Photochemical Processes at Surfaces and in Thin Films* (P. Hess als Editor), Band 47 von *Topics in Current Physics*, S. 313–365, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1989.
- [96] G. Woltersdorf, “Spin-Pumping and Two-Magnons Scattering in Magnetic Multilayers: Dissertation”, *Simon Fraser University, Vancouver*, August 2004.
- [97] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, und G. E. W. Bauer, “Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers”, *Physical Review B*, Vol. 66, Nr. 22, S. 285, 2002.
- [98] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, und G. E. W. Bauer, “Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films”, *Physical Review Letters*, Vol. 88, Nr. 11, S. 117601, 2002.

- 
- [99] A. Brataas, Y. V. Nazarov, und E. W. Bauer, “Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems”, *Physical Review Letters*, Vol. 84, Nr. 11, S. 2481, 2000.
- [100] K. Harii, Z. Qiu, T. Iwashita, Y. Kajiwara, K. Uchida, K. Ando, T. An, Y. Fujikawa, und E. Saitoh, “Spin Pumping in a Ferromagnetic/Nonmagnetic/Spin-Sink Trilayer Film: Spin Current Termination”, *Key Engineering Materials*, Vol. 508, S. 266–270, 2012.
- [101] K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, A. Brataas, und I. Turek, “Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures”, *Physical Review B*, Vol. 65, Nr. 22, S. 285, 2002.
- [102] J. R. K. Lotze, “Spin Pumping in Ferrimagnet/Normal Metal Bilayers: Dissertation”, *Technische Universität München, München*, Juli 2015.
- [103] F. D. Czeschka, L. Dreher, M. S. Brandt, M. Weiler, M. Althammer, I.-M. Imort, G. Reiss, A. Thomas, W. Schoch, W. Limmer, H. Huebl, R. Gross, und S. T. B. Goennenwein, “Scaling behavior of the spin pumping effect in ferromagnet-platinum bilayers”, *Physical Review Letters*, Vol. 107, Nr. 4, S. 046601, 2011.
- [104] J.-C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, A.-M. George, L. Vila, und H. Jaffrès, “Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces”, *Physical Review Letters*, Vol. 112, S. 106602, 2014.
- [105] Linear Technology, “LTspice Version 17.” <https://www.analog.com/en/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html>, 2019.
- [106] E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”, *American Journal of Mathematics*, Nr. 2, S. 287, 1879.
- [107] R. Karplus und J. M. Luttinger, “Hall Effect in Ferromagnetics”, *Physical Review*, Vol. 95, Nr. 5, S. 1154–1160, 1954.
- [108] A. Crépieux und P. Bruno, “Theory of the anomalous Hall effect from the Kubo formula and the Dirac equation”, *Physical Review B*, Vol. 64, Nr. 1, S. 1516, 2001.



- 
- [109] M. I. Dyakonov und V. I. Perel, “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors”, *Physics Letters A*, Vol. 35, Nr. 6, S. 459–460, 1971.
- [110] J. E. Hirsch, “Spin Hall Effect”, *Physical Review Letters*, Vol. 83, Nr. 9, S. 1834–1837, 1999.
- [111] S. Sangiao, J. M. de Teresa, L. Morellon, I. Lucas, M. C. Martinez-Velarte, und M. Viret, “Control of the spin to charge conversion using the inverse Rashba-Edelstein effect”, *Applied Physics Letters*, Vol. 106, Nr. 17, S. 172403, 2015.
- [112] L. Vila, T. Kimura, und Y. Otani, “Evolution of the spin Hall effect in Pt nanowires: size and temperature effects”, *Physical Review Letters*, Vol. 99, Nr. 22, S. 226604, 2007.
- [113] S. W. Sandweg, “Untersuchung parametrisch gepumpter Magnonengase: Dissertation”, *TU Kaiserslautern, Kaiserslautern*, 2011.
- [114] N. F. Mott, “The Theory of Atomic Collisions”, *Bulletin of the American Mathematical Society*, Vol. 40, Nr. 5, S. 369–371, 1934.
- [115] L. Landau und L. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 3. Auflage, 1964.
- [116] G. Vignale, “Ten Years of Spin Hall Effect”, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, Vol. 23, Nr. 1, S. 3–10, 2010.
- [117] C. Lewiner, O. Betbeder-Matibet, und P. Nozieres, “A field theoretical approach to the anomalous hall effect in semiconductors”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Vol. 34, Nr. 5, S. 765–777, 1973.
- [118] S. K. Lyo und T. Holstein, “Side-Jump Mechanism for Ferromagnetic Hall Effect”, *Physical Review Letters*, Vol. 29, Nr. 7, S. 423–425, 1972.
- [119] L. Berger, “Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets”, *Physical Review B*, Vol. 2, Nr. 11, S. 4559–4566, 1970.
- [120] V. Lauer, “Herstellungsoptimierung von YIG/Pt-Doppelschichten zur Steigerung des Spinpump-Prozesses: Diplomarbeit”, *Technischen Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern*, Dezember 2012.

- 
- [121] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, und A. H. MacDonald, “Universal Intrinsic Spin Hall Effect”, *Physical Review Letters*, Vol. 92, Nr. 12, S. 126603, 2004.
- [122] K. Sato, E. Saitoh, A. Willoughby, P. Capper, und S. Kasap, *Spintronics for next generation innovative devices*. Chichester: John Wiley & Sons, 1. Auflage, 2015.
- [123] M. V. Berry, “Quantal phase factors accompanying adiabatic changes”, *Proceedings of the Royal Society A*, Vol. 392, Nr. 1802, S. 45, 1984.
- [124] G. Y. Guo, S. Murakami, T.-W. Chen, und N. Nagaosa, “Intrinsic Spin Hall Effect in Platinum: First-Principles Calculations”, *Physical Review Letters*, Vol. 100, Nr. 9, S. 096401, 2008.
- [125] K. Ando und E. Saitoh, “Inverse spin-Hall effect in palladium at room temperature”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 108, Nr. 11, S. 113925, 2010.
- [126] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, und E. Saitoh, “Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, Nr. 10, S. 103913, 2011.
- [127] S. Takahashi und S. Maekawa, “Spin current, spin accumulation and spin Hall effect”, *Science and technology of advanced materials*, Vol. 9, Nr. 1, S. 014105, 2008.
- [128] W. Thomson, “On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron”, *Proceedings of the Royal Society of London*, Nr. 8, S. 546–550, 1857.
- [129] J. Smit, “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”, *Physica*, Vol. 17, Nr. 6, S. 612–627, 1951.
- [130] T. McGuire und R. Potter, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, *IEEE Transactions on Magnetism*, Vol. 11, Nr. 4, S. 1018–1038, 1975.
- [131] R. C. O’Handley, *Modern magnetic materials: Principles and applications*. New York, NY: Wiley, 1. Auflage, 2000.

- 
- [132] H. Ebert, A. Vernes, und J. Banhart, “Anisotropic electrical resistivity of ferromagnetic Co-Pd and Co-Pt alloys”, *Physical Review B*, Vol. 54, Nr. 12, S. 8479, 1996.
- [133] J. Velev, R. F. Sabirianov, S. S. Jaswal, und E. Y. Tsybal, “Ballistic anisotropic magnetoresistance”, *Physical Review Letters*, Vol. 94, Nr. 12, S. 127203, 2005.
- [134] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, und S. M. Rezende, “Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment”, *Physical Review B*, Vol. 83, Nr. 14, S. 144402, 2011.
- [135] M. Obstbaum, M. Härtinger, H. G. Bauer, T. Meier, F. Swientek, C. H. Back, und G. Woltersdorf, “Inverse spin Hall effect in Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>/normal-metal bilayers”, *Physical Review B*, Vol. 89, Nr. 6, S. 060407(R), 2014.
- [136] N. Mecking, Y. S. Gui, und C.-M. Hu, “Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips”, *Physical Review B*, Vol. 76, Nr. 22, S. 224430, 2007.
- [137] S. Keller, J. Greser, M. R. Schweizer, A. Conca, V. Lauer, C. Dubs, B. Hillebrands, und E. T. Papaioannou, “Relative weight of the inverse spin-Hall and spin-rectification effects for metallic polycrystalline Py/Pt, epitaxial Fe/Pt, and insulating YIG/Pt bilayers: Angular dependent spin pumping measurements”, *Physical Review B*, Vol. 96, Nr. 2, S. 024437, 2017.
- [138] F. Hüning, *Sensoren und Sensorschnittstellen*. Berlin and Boston: De Gruyter Oldenbourg, 1. Auflage, 2016.
- [139] Z. Zhu, H. Yang, B. Fauqué, Y. Kopelevich, und K. Behnia, “Nernst effect and dimensionality in the quantum limit”, *Nature Physics*, Vol. 6, Nr. 1, S. 26–29, 2010.
- [140] L. Bergmann und C. Schaefer, *Aufbau der Materie*. Lehrbuch der Experimentalphysik Aufbau der Materie, Berlin: De Gruyter, 2. Auflage, 1981.
- [141] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, und E. Saitoh, “Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem”, *Nature Materials*, Vol. 10, Nr. 9, S. 655–659, 2011.

- [142] K. Ando und E. Saitoh, “Observation of the inverse spin Hall effect in silicon”, *Nature Communications*, Vol. 3, Nr. 629, 2012.
- [143] J. Nogués und I. K. Schuller, “Exchange bias”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 192, Nr. 2, S. 203–232, 1999.
- [144] X. Y. Lang, W. T. Zheng, und Q. Jiang, “Dependence of the blocking temperature in exchange biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers on the thickness of the antiferromagnetic layer”, *Nanotechnology*, Vol. 18, Nr. 15, S. 155701, 2007.
- [145] M. Kiwi, “Exchange bias theory”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 234, Nr. 3, S. 584–595, 2001.
- [146] T. Hotta, S. Yunoki, M. Mayr, und E. Dagotto, “A -type antiferromagnetic and C -type orbital-ordered states in  $\text{LaMnO}_3$  using cooperative Jahn-Teller phonons”, *Physical Review B*, Vol. 60, Nr. 22, S. R15009–R15012, 1999.
- [147] H.-U. Krebs, M. Weisheit, J. Faupel, E. Süske, T. Scharf, C. Fuhse, M. Störmer, K. Sturm, M. Seibt, H. Kijewski, D. Nelke, E. Panchenko, und M. Buback, “Pulsed Laser Deposition (PLD) – A Versatile Thin Film Technique”, in *Advances in Solid State Physics* (B. Kramer als Editor), Band 43 von *Advances in Solid State Physics*, S. 505–518, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2003.
- [148] R. Groenen, “Stoichiometry control in oxide thin films by pulsed laser deposition: Dissertation”, *University of Twente, Enschede*, 2017.
- [149] L.-m. Peng, S. L. Dudarev, und M. J. Whelan, *High-energy electron diffraction and microscopy*. Oxford: Oxford Univ. Press, 1. Auflage, 2004.
- [150] E. N. Kaufmann als Editor, *Characterization of materials*. Hoboken, NJ: Wiley, 2. Auflage, 2012.
- [151] A. Ichimiya und P. I. Cohen, *Reflection high-energy electron diffraction*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1. Auflage, 2010.
- [152] M. Henzler und W. Göpel, *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2. Auflage, 1994.
- [153] D. Severin, “Strukturbildung und Prozessstabilisierung beim reaktiven Sputtern: Dissertation”, *Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen*, Oktober 2006.

- 
- [154] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik*. München: Oldenbourg, 3. Auflage, 2012.
- [155] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. München: Oldenbourg, 14. Auflage, 2006.
- [156] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, und J. Greß, *Festkörperphysik*. München: Oldenbourg, 4. Auflage, 2001.
- [157] V. Großmann, “Anwendung der Röntgenbeugung zur Analyse der strukturellen Eigenschaften von homo- und heteroepitaktischen Halbleiterschichten auf ZnSe-Basis: Dissertation”, *Universität Bremen, Bremen*, Mai 2000.
- [158] E. Lifshin als Editor, *Characterization of materials*. Materials science and technology, Weinheim: Wiley-VCH, 2 Auflage, 1992.
- [159] M. Krumrey, M. Hoffmann, und M. Kolbe, “Schichtdickenbestimmung mit Röntgenreflektometrie”, *PTB-Mitteilungen*, Vol. 3, Nr. 115, S. 38, 2005.
- [160] B. Fultz und J. M. Howe, *Transmission electron microscopy and diffractometry of materials*. Berlin, Heidelberg: Springer, 3. Auflage, 2008.
- [161] H. Sawada, N. Shimura, F. Hosokawa, N. Shibata, und Y. Ikuhara, “Resolving 45-pm-separated Si-Si atomic columns with an aberration-corrected STEM”, *Microscopy (Oxford, England)*, Vol. 64, Nr. 3, S. 213–217, 2015.
- [162] T. Liu, H. Chang, V. Vlaminck, Y. Sun, M. Kabatek, A. Hoffmann, L. Deng, und M. Wu, “Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 115, Nr. 17, S. 17A501, 2014.
- [163] H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, und M. Wu, “Nanometer-Thick Yttrium Iron Garnet Films With Extremely Low Damping”, *IEEE Magnetics Letters*, Vol. 5, Nr. 6700104, S. 1–4, 2014.
- [164] A. G. Schrott, J. A. Misewich, M. Copel, D. W. Abraham, und Y. Zhang, “A-site surface termination in strontium titanate single crystals”, *Applied Physics Letters*, Vol. 79, Nr. 12, S. 1786–1788, 2001.
- [165] M. Kawasaki, K. Takahashi, T. Maeda, R. Tsuchiya, M. Shinohara, O. Ishiyama, T. Yonezawa, M. Yoshimoto, und H. Koinuma, “Atomic Control of the SrTiO<sub>3</sub> Crystal Surface”, *Science (New York, N.Y.)*, Vol. 266, Nr. 5190, S. 1540–1542, 1994.

- [166] L. Courtade, C. Turquat, C. Muller, J. G. Lisoni, L. Goux, D. J. Wouters, D. Gouenheim, P. Roussel, and L. Ortega, “Oxidation kinetics of Ni metallic films: Formation of NiO-based resistive switching structures”, *Thin Solid Films*, Vol. 516, Nr. 12, S. 4083–4092, 2008.
- [167] S. Ghosh, R. G. Tanguturi, P. Pramanik, D. C. Joshi, P. K. Mishra, S. Das, und S. Thota, “Low-temperature anomalous spin correlations and Kondo effect in ferromagnetic SrRuO<sub>3</sub>/LaNiO<sub>3</sub>/La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> trilayers”, *Physical Review B*, Vol. 99, Nr. 11, S. 115135, 2019.
- [168] J. C. Rojas Sanchez, B. Nelson-Cheeseman, M. Granada, E. Arenholz, und L. B. Steren, “Exchange-bias effect at La<sub>0.75</sub>Sr<sub>0.25</sub>MnO<sub>3</sub>/LaNiO<sub>3</sub> interfaces”, *Physical Review B*, Vol. 85, Nr. 9, S. 094427, 2012.
- [169] J. Peng, C. Song, F. Li, B. Cui, H. Mao, Y. Wang, G. Wang, und F. Pan, “Charge Transfer and Orbital Reconstruction in Strain-Engineered (La,Sr)MnO<sub>3</sub>/LaNiO<sub>3</sub> Heterostructures”, *ACS applied materials & interfaces*, Vol. 7, Nr. 32, S. 17700–17706, 2015.
- [170] J.-L. Maurice, F. Pailloux, A. Barthélémy, A. Rocher, O. Durand, R. Lyonnet, und J.-P. Contour, “Strain and magnetism in (La<sub>0.7</sub>Sr<sub>0.3</sub>)MnO<sub>3</sub> very thin films epitaxially grown on SrTiO<sub>3</sub>”, *Applied Surface Science*, Vol. 188, Nr. 1-2, S. 176–181, 2002.
- [171] H. Guo, J.-O. Wang, X. He, Z. Yang, Q. Zhang, K.-J. Jin, C. Ge, R. Zhao, L. Gu, Y. Feng, W. Zhou, X. Li, Q. Wan, M. He, C. Hong, Z. Guo, C. Wang, H. Lu, K. Ibrahim, S. Meng, H. Yang, und G. Yang, “The Origin of Oxygen Vacancies Controlling La<sub>2/3</sub>Sr<sub>1/3</sub>MnO<sub>3</sub> Electronic and Magnetic Properties”, *Advanced Materials Interfaces*, Vol. 3, Nr. 5, S. 1500753, 2016.
- [172] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, und Y. Tserkovnyak, “Antiferromagnetic spintronics”, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 90, Nr. 1, S. 328, 2018.
- [173] R. Cheng, M. W. Daniels, J.-G. Zhu, und Di Xiao, “Ultrafast switching of antiferromagnets via spin-transfer torque”, *Physical Review B*, Vol. 91, Nr. 6, 2015.
- [174] R. Cheng, Di Xiao, und A. Brataas, “Terahertz Antiferromagnetic Spin Hall Nano-Oscillator”, *Physical Review Letters*, Vol. 116, Nr. 20, S. 207603, 2016.

- 
- [175] L. Frangou, S. Oyarzún, S. Auffret, L. Vila, S. Gambarelli, und V. Baltz, “Enhanced Spin Pumping Efficiency in Antiferromagnetic IrMn Thin Films around the Magnetic Phase Transition”, *Physical Review Letters*, Vol. 116, Nr. 7, S. 077203, 2016.
- [176] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, und F. Yang, “Spin transport in antiferromagnetic insulators mediated by magnetic correlations”, *Physical Review B*, Vol. 91, Nr. 22, S. 6700104, 2015.
- [177] S. Demokritov, “Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement”, *Physics Reports*, Vol. 348, Nr. 6, S. 441–489, 2001.
- [178] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, und E. Saitoh, “Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator”, *Nature*, Vol. 464, Nr. 7286, S. 262–266, 2010.
- [179] C. H. Shang, G. P. Berera, und J. S. Moodera, “Exchange-biased ferromagnetic tunnel junctions via reactive evaporation of nickel oxide films”, *Applied Physics Letters*, Vol. 72, Nr. 5, S. 605–607, 1998.
- [180] W. Lin, K. Chen, S. Zhang, und C. L. Chien, “Enhancement of Thermally Injected Spin Current through an Antiferromagnetic Insulator”, *Physical Review Letters*, Vol. 116, Nr. 18, S. 186601, 2016.
- [181] G. A. Sawatzky und J. W. Allen, “Magnitude and Origin of the Band Gap in NiO”, *Physical Review Letters*, Vol. 53, Nr. 24, S. 2339–2342, 1984.
- [182] G. J. M. Janssen und W. C. Nieuwpoort, “Band gap in NiO: A cluster study”, *Physical Review. B*, Vol. 38, Nr. 5, S. 3449–3458, 1988.
- [183] W. Bludau, A. Onton, und W. Heinke, “Temperature dependence of the band gap of silicon”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, Nr. 4, S. 1846–1848, 1974.
- [184] K. P. O’Donnell und X. Chen, “Temperature dependence of semiconductor band gaps”, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Vol. 58, Nr. 25, S. 2924–2926, 1991.
- [185] D. Hou, Z. Qiu, J. Barker, K. Sato, K. Yamamoto, S. Vélez, J. M. Gomez-Perez, L. E. Hueso, F. Casanova, und E. Saitoh, “Tunable Sign Change of Spin Hall

- Magnetoresistance in Pt/NiO/YIG Structures”, *Physical Review Letters*, Vol. 118, Nr. 14, S. 147202, 2017.
- [186] M. Althammer, S. Meyer, H. Nakayama, M. Schreier, S. Altmannshofer, M. Weiler, H. Huebl, S. Geprägs, M. Opel, R. Gross, D. Meier, C. Klewe, T. Kuschel, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, L. Shen, A. Gupta, Y.-T. Chen, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, und S. T. B. Goennenwein, “Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids”, *Physical Review B*, Vol. 87, Nr. 22, S. 224401, 2013.
- [187] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. B. Youssef, und B. J. van Wees, “Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature”, *Nature Physics*, Vol. 11, Nr. 12, S. 1022–1026, 2015.
- [188] S. T. B. Goennenwein, R. Schlitz, M. Pernpeintner, K. Ganzhorn, M. Althammer, R. Gross, und H. Huebl, “Non-local magnetoresistance in YIG/Pt nanostructures”, *Applied Physics Letters*, Vol. 107, Nr. 17, S. 172405, 2015.
- [189] N. B. Ibrahim, C. Edwards, und S. Palmer, “Pulsed laser ablation deposition of yttrium iron garnet and cerium-substituted YIG films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 220, Nr. 2-3, S. 183–194, 2000.
- [190] A. A. Serga, A. V. Chumak, und B. Hillebrands, “YIG magnonics”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 43, Nr. 26, S. 264002, 2010.
- [191] O. Wid, J. Bauer, A. Müller, O. Breitenstein, S. S. P. Parkin, und G. Schmidt, “Investigation of the unidirectional spin heat conveyer effect in a 200 nm thin Yttrium Iron Garnet film”, *Scientific Reports*, Vol. 6, Nr. 28233, 2016.
- [192] O. K. d’Allivy, A. Anane, A. Bernard, J. B. Youssef, C. Hahn, A. H. Molpeceres, C. Carrétéro<sup>1</sup>, E. Jacquet<sup>1</sup>, P. Deranlot<sup>1</sup>, C. Bortolotti<sup>1</sup>, R. Lebourgeois, J.-C. Mage<sup>1</sup>, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros<sup>1</sup>, und A. Fert, “Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system”, *Applied Physics Letters*, Vol. 103, Nr. 8, S. 082408, 2013.
- [193] K. Harii, T. An, Y. Kajiwara, K. Ando, H. Nakayama, T. Yoshino, und E. Saitoh, “Frequency dependence of spin pumping in Pt/Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> film”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, Nr. 11, S. 116105, 2011.



- [194] R. W. Patterson und J. D. Adam, "Non-Ohmic currents in LPE YIG films", *Journal of Applied Physics*, Vol. 49, Nr. 3, S. 1888–1890, 1978.
- [195] A. Tucciarone und P. de Gasperis, "Electrical properties of iron garnet films", *Thin Solid Films*, Vol. 114, Nr. 1-2, S. 109–134, 1984.

## 10 Eidesstattliche Erklärung

Name: Christoph Hauser  
Wohnhaft in: Halle (Saale)  
Geboren am: 03.04.1990 in München

Sehr geehrte Damen und Herren,

hiermit erkläre ich, Christoph Hauser, dass ich die hier vorliegende Dissertation, mit dem Titel "Ferromagnetische Resonanz und Spinpumpen in Oxiden", selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel genutzt habe. Alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen habe ich als solche gekennzeichnet. Alle Herstellungen und Untersuchungen, die nicht von mir selbst durchgeführt wurden, wurden in der Arbeit erwähnt und mit dem Namen der jeweiligen Person kenntlich gemacht.

Ich versichere außerdem, dass ich die beigefügte Dissertation nur in diesem und keinem anderen Promotionsverfahren eingereicht habe und, dass diesem Promotionsverfahren keine weiteren Promotionsverfahren vorausgegangen sind.

Halle, 05.12.2019

Ort, Datum

---

Christoph Hauser

# Danksagung

Zuerst möchte ich Herrn Prof. Dr. Georg Schmidt danken, dass er mir dieses Thema zur Verfügung gestellt und mich während meiner Arbeit mit aufschlussreichen Diskussionen unterstützt hat. Auch für die Möglichkeit in der Fachgruppe diverse Herstellungs- und Messverfahren kennen zu lernen. Bedanken möchte ich mich für die tollen Erfahrungen auf den Konferenzen, die er mir ermöglicht hat.

Ich danke allen Gutachtern für die Bewertung meiner Arbeit und deren Anmerkungen.

Nun will ich mich bei allen Mitarbeitern bedanken, die mich beim Anfertigen der Proben und durchführen der Experimente unterstützt haben. Ein besonderer Dank gilt hier vor allem Camillo Ballani, der mir immer mit Rat und Tat geholfen hat und mir bei den SQUID-Untersuchungen sehr geholfen hat. Christian Eisenschmidt, der seit der Bachelor-Arbeit in der Früh immer für gute Laune gesorgt hat und viele kleine Arbeiten übernommen hat um die Arbeit während der Promotion zu erleichtern. Frank Heyroth für die Erstellung der TEM-Aufnahmen. Philip Trempler für die Hilfe bei der Erstellung der Nanostrukturen. Diana Rata für die Herstellung der LCO-Schichten. Dem gesamten IZM-Team, hier vor allem Sven Schlenker und Bodo Fuhrmann, die einem während meiner gesamten Ausbildung immer, bei Fragen im Reinraum, unterstützt und begleitet haben. Bei Alexander Müller bedanke ich mich recht herzlich dafür, dass er mir über die Jahre der Zusammenarbeit immer geholfen hat mich in meiner Arbeit als Wissenschaftler weiter zu entwickeln und natürlich für die nützlichen Hinweise zur Bildbearbeitung. Danke nochmal an alle die meine Arbeit Korrektur gelesen haben und somit auch einen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt meinen Freunden, und meinem Faustball-Team die bei mir abseits und während der Arbeit immer für gute Laune gesorgt haben.

Meiner Familie, möchte ich ein besonderes Dankeschön aussprechen, da sie mich während der gesamten schulischen Ausbildung und während des langen Studiums unterstützt haben, mir wo es gerade nur ging geholfen hatten und trotz der großen Strecke zwischen uns, immer für mich da waren.

Als letztes bleibt mir nur noch, mich bei meiner Freundin zu bedanken, die mir während der schweren Phasen der Promotion immer viel Kraft gegeben hat, wodurch ich meine Motivation immer wieder gefunden habe. Auch, dass sie in allen Lebenslagen für mich da ist, um mich zu unterstützen.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Christoph David Wolfgang Hauser  
Anschrift Thomasiausstraße 35, 06110 Halle  
Geburtsdaten 3. April 1990 in München  
Staatsbürgerschaft Deutsch  
Zivildienst abgeleistet (2009/2010) - Rettungsdiensthelfer

## Ausbildung

01/2016 - 12/2019 Promotion an der MLU Halle  
10/2013 - 09/2015 Studium (M.Sc.): Medizinischen Physik, MLU Halle  
Abschlussnote: 1,1  
10/2010 - 09/2013 Studium (B.Sc.): Medizinischen Physik, MLU Halle  
Abschlussnote: 1,9  
07/2010 - 03/2012 Ausbildung zum Rettungssanitäter  
Abschlussnote: 2,5  
10/2009 - 06/2010 Zivildienst, Bayerisches Rotes Kreuz  
09/2000 - 06/2009 Abitur, Dorfen  
Abschlussnote: 2,2

## Berufserfahrung

06/2020 - xx/xxxx Prozessingenieur, Zeiss SMT GmbH - Oberkochen  
01/2016 - 03/2020 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, MLU Halle  
04/2014 - 12/2015 Wissenschaftliche Hilfskraft, MLU Halle  
01/2013 - 12/2013 Rettungssanitäter, DRK Halle  
01/2011 - 12/2019 Tutor für Medizinstudenten, MLU Halle

## Publikationen

- 2020 C. Hauser, C. Ballani, P. Dürrenfeld, E. Th. Papaioannou, und G. Schmidt. **Enhancement of Spin Transmission in  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{NiO}/\text{Pt}$  Below the Blocking-Temperature of NiO** in Arbeit
- 2020 G. Schmidt, C. Hauser, P. Trempler, M. Paleschke, und E. Th. Papaioannou. **Ultra Thin Films of Yttrium Iron Garnet with Very Low Damping: A Review** in *Phys. Status Solidi B*, 1900644 (2020)
- 2020 C. Hauser, C. Ballani, P. Dürrenfeld, F. Heyroth, P. Trempler, S. G. Ebbinghaus, E. Th. Papaioannou, und G. Schmidt. **Enhancement of spin mixing conductance in  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{LaNiO}_3/\text{SrRuO}_3$  heterostructures** in *Phys. Status Solidi B*, 1900606 (2020)
- 2020 T. Richter, F. Heyroth, C. Hauser, P. Trempler, P. Dürrenfeld, und G. Schmidt. **Spin-transport with island-grown interlayer in Pt/interlayer/ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  heterostructures** eingereicht
- 2019 F. Heyroth, C. Hauser, P. Trempler, P. Geyer, F. Syrowatka, R. Dreyer, S. G. Ebbinghaus, G. Woltersdorf, und G. Schmidt. **Monocrystalline free standing 3D yttrium iron garnet magnon nano resonators** in *Phys. Rev. Appl.* 12, 054031 (2019)
- 2017 M. M. Qaid, T. Richter, A. Müller, C. Hauser, C. Ballani, und G. Schmidt. **Radiation damping in ferromagnetic resonance induced by a conducting spin sink** in *Phys. Rev. B* 96, 188405 (2017)

- 2017 **C. Hauser**, C. Eisenschmidt, T. Richter, A. Müller, H. Deniz,  
und G. Schmidt. **Annealing of amorphous yttrium iron  
garnet thin films in argon atmosphere**  
in *J. Appl. Phys.* 122, 083908 (2017)
- 2016 **C. Hauser**, T. Richter, N. Homonnay, C. Eisenschmidt,  
H. Deniz, D. Hesse, S. G. Ebbinghaus, und G. Schmidt. **Yttrium  
Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping  
Obtained by Recrystallization of Amorphous Material**  
in *Sci. Rep.* 6, 20827 (2016)